

ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES ET INDUSTRIELLES

162

EXPOSÉS DE PHYSIQUE MOLÉCULAIRE

Publiés sous la direction de

M. Victor HENRI

Professeur à l'Université de Liège

VII

Travaux récents sur les molécules

dans

le Soleil, les Planètes et les Étoiles

P A R

P. SWINGS

Chargé de Cours à l'Université de Liège



PARIS

HERMANN & C^{IE}, ÉDITEURS

6. Rue de la Sorbonne, 6

1934

Actualités Scientifiques et Industrielles

Série 1929 :

I. L. DE BROGLIE. La crise récente de l'optique ondulatoire.	
II. G. FOEX. Les substances mésomorphes, leurs propriétés magnétiques.	
III. BLOCH EUGÈNE. Les atomes de lumière et les quanta.	
IV. L. DUNOYER. La cellule photo-électrique et ses applications.	
V. G. RIBAUD. Le rayonnement des corps incandescents.	
VI. L ^t -Colonel JULLIEN. Application du courant électrique à la réalisation d'instruments de musique.	
VII. BLOCH LÉON. Structure des spectres et structure des atomes.	
VIII. V. KAMMERER. Les hautes pressions de vapeur.	
IX. R. MESNY. Les ondes dirigées et leurs applications.	
<i>Conférences réunies en un volume</i>	35 fr.

Série 1930 :

X. G. RIBAUD. Température des flammes	5 fr.
XI. J. CABANNES. Anisotropie des molécules. Effet Raman	8 fr.
XII. P. FLEURY. Couleurs et colorimétrie	5 fr.
XIII. G. GUTTON. Ondes électriques de très courtes longueurs et leurs applications	4 fr.
XIV. P. DAVID. L'électroacoustique	5 fr.
XV. L. BRILLOUIN. Les statistiques quantiques	5 fr.
XVI. F. BALDET. La constitution des comètes	5 fr.
XVII. G. DARMOIS. La structure et les mouvements de l'univers stellaire	3 fr.

Série 1931 :

XIX. A. PÉRARD. La haute précision des mesures de longueur	5 fr.
XX. P. AUGER. L'effet photo-électrique des rayons X dans les gaz	5 fr.
XXII. F. PERRIN. Fluorescence, durée élémentaire d'émission lumineuse	5 fr.
XXIII. M. DE BROGLIE. Désintégration artificielle des éléments par bombardement des rayons alpha	5 fr.
XXV. J.-J. TRILLAT. Applications des rayons X à l'étude des composés organiques	5 fr.
XXVI. J.-J. TRILLAT. L'état liquide et les états mésomorphes	5 fr.
XXVII. PH. LE CORBEILLER. Systèmes auto-entretenus et les oscillations de relaxation	8 fr.
XXVIII. F. BEDEAU. Le quartz piézo-électrique, ses applications à la T. S. F.	5 fr.
XXIX. E. DARMOIS. L'hydrogène est un mélange : Ortho et parahydrogène	5 fr.
XXX. R. AUDUBERT. Les piles sensibles à l'action de la lumière	8 fr.

Série 1932 :

XXXI. L. DE BROGLIE. Généralisation des relations d'incertitude	6 fr.
XXXII. IRÈNE CURIE et F. JOLIOT. L'existence du neutron	6 fr.
XXXIII. JEAN-LOUIS DESTOUCHES. Etat actuel de la théorie du neutron	18 fr.
XXXIV. S. ROSENBLUM. Origine des rayons gamma ; structure fine du spectre magnétique des rayons alpha	12 fr.
XXXV. A. MAGNAN. Premiers essais de cinématographie ultra-rapide	15 fr.
XXXVI. A. SAINTE-LAGUE. Probabilités et morphologie	6 fr.
XXXVII. N. MARINESCO. Influence des facteurs électriques sur la végétation	7 fr.
XXXVIII. ANDRÉ GEORGE. Mécanique quantique et causalité	6 fr.
XXXIX. L. BRILLOUIN. Notions de mécanique ondulatoire ; les méthodes d'approximation	10 fr.
XL. F. BAUER. Critique des notions d'éther, d'espace et de temps, cinématique de la relativité	7 fr.
XLI. F. PERRIN. La dynamique relativiste et l'inertie de l'énergie	6 fr.
XLII. L. DE BROGLIE. Conséquences de la relativité dans le développement de la mécanique ondulatoire	6 fr.
XLIII. G. DARMOIS. La théorie Einsteinienne de la gravitation, les vérifications expérimentales	7 fr.
XLIV. E. CARTAN. Le parallélisme absolu et la théorie unitaire du champ	6 fr.
XLV. P. LANGEVIN. La relativité, conclusion générale	6 fr.
XLVI. A. MAGNAN. Cinématographie jusqu'à 12.000 vues par seconde	15 fr.
XLVII. CH. FRAIPONT et SUZANNE LECLERO. L'évolution. Adaptations et mutations. Berceaux et migrations	9 fr.

(Voir la suite à la fin du volume.)

B. S. Mohan Rao

ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES ET INDUSTRIELLES

162

EXPOSÉS DE PHYSIQUE MOLÉCULAIRE

Publiés sous la direction de

M. Victor HENRI

Professeur à l'Université de Liège

VII

Travaux récents sur les molécules

dans

le Soleil, les Planètes et les Étoiles

P A R

P. SWINGS

Chargé de Cours à l'Université de Liège



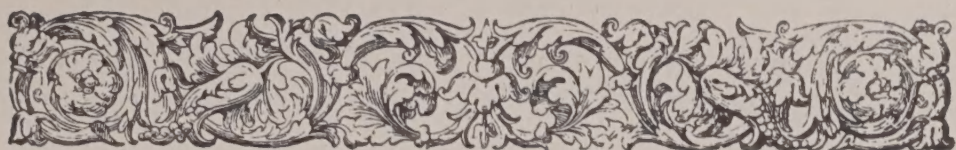
PARIS

HERMANN & C^{IE}, ÉDITEURS

6. Rue de la Sorbonne, 6

—
1934

*Tous droits de traduction, de reproduction et d'adaptation
réservés pour tous pays.
Copyright 1934 by Librairie Scientifique Herman et Cie,
Paris.*



Introduction

DANS une courte monographie publiée dans cette collection il y a environ un an ⁽¹⁾, nous insistions sur l'intérêt considérable que revêt actuellement l'étude des bandes moléculaires dans les spectres stellaires. Le grand nombre de mémoires importants parus tout récemment sur ce sujet, tout comme sur les spectres de bandes présents dans les planètes et le Soleil, nous a incité à préparer cette nouvelle brochure qui exposera les principaux résultats acquis récemment dans le domaine des molécules trouvées dans le Soleil, les planètes et les étoiles. Comme dans la première monographie, nous avons laissé de côté les spectres cométaires qui ont déjà fait l'objet d'un bel exposé de M. F. Baldet ⁽²⁾, dans cette collection. Peut-être sera-t-il d'ailleurs nécessaire de publier prochainement une mise à jour de cette question? Les travaux du plus haut intérêt publiés récemment, notamment ceux de K. Wurm ⁽³⁾, donnent des explications de certains phénomènes cométaires considérés jusqu'ici comme des « puzzles ». C'est ainsi que la différence frappante entre les intensités relatives des différentes bandes de CN observées en laboratoire d'une part, dans les spectres cométaires d'autre part, s'interprète immédiatement par application de la Mécanique Ondulatoire, comme due à la basse température à laquelle se trouvent les molécules CN dans les comètes. Le décalage des têtes de bande de CN (1 à 1,6 Å vers l'u.v.) a été expliqué par N. T. Bobrovnikoff ⁽⁴⁾ et cette explication a été vérifiée par Wurm. D'ailleurs, Wurm donne en se basant sur l'aspect net des têtes de bande, une raison de plus de croire que l'excitation des bandes de CN est purement optique (due au rayonnement solaire). Cohn ⁽⁵⁾, récemment aussi, a tenté une nouvelle explication du fonds continu double des spectres cométaires.

Un domaine encore très peu exploré et cependant du plus haut intérêt est l'étude des bandes moléculaires dans les étoiles variables et, notamment, dans les variables à longue période. Dans un mémoire récent, R. Wildt ⁽⁶⁾ a étudié le problème des condensations dans les atmosphères stellaires. Il est vraisemblable que dans les atmosphères d'étoiles froides, il puisse se produire des condensations de certaines combinaisons difficilement volatilisables. L'étude théorique de Wildt montre que cette production ne permet pas d'expliquer les grandes amplitudes visuelles et photographiques des variables à longue période, comme le croyait P. W. Merrill ⁽⁷⁾ dans sa théorie du « voile » (veil theory, Schleiertheorie). L'hypothèse la plus plausible est celle de C. H. Payne et P. ten Bruggencate ⁽⁸⁾, examinée aussi par Eddington et tout récemment par K. Wurm ⁽⁹⁾. Les nombres de molécules varient très fortement en fonction de la température ; nous donnerons dans l'exposé des exemples numériques. Si la température de la photosphère varie, même légèrement, l'enveloppe de molécules va se modifier ; la modification de dissociation va se propager des couches basses vers les couches élevées. Jusqu'où ira la modification de la dissociation ? Cela dépend de l'amplitude de la variation de température, de la période et du volume de l'étoile. D'ailleurs l'ensemble des vapeurs entourant l'étoile constitue une espèce de « couverture » qui ne laisse que partiellement passer le rayonnement, le reste étant renvoyé vers l'intérieur (« blanketing effect »). On comprend que ces phénomènes superposés puissent causer des irrégularités dans les courbes de lumière des variables à longue période, ces irrégularités ne reflétant d'ailleurs que lointainement les variations de température. Il n'existe malheureusement pas encore de théorie complète du phénomène.

Pour expliquer les colorations des étoiles M et R-N et surtout pour interpréter les variations de ces colorations dans les cas des étoiles variables, l'étude des bandes d'absorption est très importante. Ainsi, comme les bandes les plus intenses de TiO ont des longueurs d'onde supérieures à 4600 Å, et que leur intensité croît lorsque le type spectral avance, les étoiles M paraissent plus bleues que si les bandes de TiO étaient absentes ; en particulier, on comprend qu'une variable M à longue période ne soit guère plus rouge à son minimum qu'à son maximum, l'augmentation d'intensité des bandes de TiO dans le rouge compensant l'augmen-

tation de la teinte rouge due à la diminution de température. Dans la classe N au contraire, les bandes (C_2 , CH, CN) étant surtout intenses dans la région violette, les étoiles paraîtront plus rouges que si les bandes n'existaient pas ; en particulier une variable N à longue période est beaucoup plus rouge à son minimum qu'à son maximum (action dans le même sens de l'augmentation de la coloration rouge et de l'intensité des bandes dans le bleu-violet). Comme l'ont montré C. H. Payne et P. ten Bruggencate, les bandes de Ti O permettent d'expliquer dans les variables à longue période, la forte différence $\Delta m_{vis.} - \Delta m_{bol.}$, entre la variation de magnitudes visuelles et la variation de magnitudes bolométriques. On peut aussi expliquer assez aisément pour quelles raisons les étoiles froides sont spécialement susceptibles d'être variables ; pour les étoiles froides, une faible variation de température ou de pression peut modifier fortement le nombre de molécules, alors que dans les étoiles chaudes une telle variation ne modifie pas sensiblement les ionisations atomiques.

Bref, il semble incontestable que les spectres de bandes continuent à prendre de plus en plus d'importance en Astrophysique ; c'est pour cette raison qu'il nous a semblé utile de résumer les principaux progrès récents faits dans ce domaine.

Nous remercions le Professeur O. Struve, Directeur du Yerkes Observatory, qui a bien voulu nous fournir une série de renseignements précieux pendant la préparation de cette monographie.

Nous remercions aussi M. Freymann, Directeur de la Maison Hermann et C^o, qui a bien voulu nous autoriser à compléter le texte de cette monographie pendant son impression.

1. — Les bandes moléculaires dans les spectres du disque et des taches solaires

1. — La grande luminosité du Soleil a permis d'obtenir à très grande dispersion les spectres du disque et des taches. Les raies atomiques de ces spectres ont fait l'objet d'un grand nombre de recherches, parmi lesquelles les plus importantes, parmi les récentes, sont celles de St-John et de ses collaborateurs ⁽¹⁰⁾ et de Miss C. E. Moore ⁽¹¹⁾. A l'heure actuelle, des quelque 22.000 raies d'absorption comprises entre λ 2975,48 et λ 10218.6 Å et d'intensité Rowland supérieure à — 3, il ne reste plus à interpréter qu'une raie d'intensité 7, 3 d'intensité 5, 5 d'intensité 4, 4 % des 959 raies d'intensité 3 et 8 % des 1572 raies d'intensité 2 ; en revanche, environ 50 % des 17917 raies d'intensité comprise entre 1 et — 3 ne sont pas encore attribuées avec certitude à un atome ou une molécule déterminée. Les raies des molécules diatomiques observées dans le disque ou les taches ont d'habitude des intensités Rowland inférieures à 2 ; il est certain, comme le prouvent plusieurs travaux récents sur lesquels nous reviendrons, qu'un grand nombre de raies solaires non identifiées jusqu'ici sont dues à des molécules. L'obtention aisée de spectres à forte dispersion facilite évidemment les recherches dans le cas du Soleil. La distinction entre les raies atomiques et moléculaires est cependant encore parfois difficile ; lorsque la raie n'est pas trop faible, le critère le plus aisé consiste à observer la raie en question dans le spectre d'une tache ; par suite du champ magnétique y existant (environ 4200 gauss), les raies moléculaires sont sensiblement moins élargies que les raies atomiques ; on peut y joindre l'examen des polarisations des raies des taches (en intercalant un nicol et une lame quart d'onde).

2. — Les travaux les plus récents sur les bandes moléculaires dans le spectre solaire sont ceux de R. S. Richardson ⁽¹²⁾ (depuis 1931) et de R. W. Shaw ⁽¹³⁾ (1932). Avant ces travaux, la présence des bandes de C₂ (passage 0,0 ; B³Π ← A³Π ; λ 5165), de Ti O

(bandes 0,0 et 1,0 ; $c^3\Pi \leftarrow x^3\Pi$; $\lambda\lambda$ 5167 et 4958), de Mg H (bande 0,0 ; $A^2\Pi \leftarrow x^2\Sigma$; λ 5211) et Ca H (bande A ; $A^2\Pi \leftarrow x^2\Sigma$; λ 6903) avait déjà été établie ; elle a été confirmée par Richardson ; 55 % des raies connues de ces bandes coïncident en longueur d'onde et intensité avec des raies solaires. Richardson employait pour ses recherches une très forte dispersion ($1 \text{ \AA} = 1,5 \text{ mm.}$) et il intercalait sur le trajet des rayons lumineux un nicol et une lame quart d'onde. Il a ainsi pu montrer avec certitude la présence dans les taches et la couche renversante de CH, Mg H, NH, OH, C₂, CN et Si F ; dans les taches seules, de Si H, Al O, BO, Ti O, Zr O ; la présence de Al H, Ca H et H₂ n'est pas encore certaine. Nous allons passer en revue celles de ces molécules par lesquelles Richardson a apporté de nouveaux renseignements, ainsi que YO et Sc O dont l'absence a été prouvée (*).

a) *Si F*. — On possède de très bonnes mesures en laboratoire ⁽¹⁴⁾, de la bande (0,0) en λ 4368,22 (passage électronique inconnu) ; 82 % des raies intenses de Si F coïncident avec des raies non identifiées du Soleil. Richardson a montré que d'après les formules de H. N. Russell et I. S. Bowen ⁽¹⁵⁾ un aussi grand nombre de coïncidences ne peut pas être dû au hasard ;

b) *Al O*. — On possède de bonnes mesures ⁽¹⁶⁾ des bandes (0,0) (λ 4842), (1,0) (λ 4648) et (0,1) (λ 5079) du passage $^2\Sigma \leftarrow ^2\Sigma$; 48 % de ces raies (au nombre de 291, si on exclut celles qui ont même longueur d'onde que des raies atomiques solaires) coïncident avec des lignes non identifiées des taches solaires. La présence de Al O est donc assurée dans les taches ;

c) *Zr O*. — Les bandes de Ti O étant relativement intenses dans les taches, on devait s'attendre à trouver aussi celles de Zr O (chaleurs de dissociation, abondances et spectres analogues). Effectivement la bande λ 6474 ($A^3\Sigma \leftarrow x^3\Pi$) a été observée ; les mesures correspondantes en laboratoire avaient été faites par Richardson.

d) *Al H*. — Richardson a examiné les bandes $\lambda\lambda$ 4546, 4671 et 4752 du passage $B^1\Pi \leftarrow A^1\Sigma$; il y a 71 % de coïncidences ; malheureusement les mesures de Bengtsson et Rydberg ⁽¹⁷⁾ ne sont

(*) Pour les autres molécules, voir : J. GENARD, *Les spectres moléculaires en Astrophysique* (Mém. Soc. R. Sc., Liège, 3^e série, t. XVII, 1932). Ou bien notre monographie précédente (*Les bandes moléculaires dans les spectres stellaires*, 1932).

pas suffisamment précises, de telle sorte que l'identification de Al II est encore incertaine. Il serait désirable que Al II soit de nouveau étudié en laboratoire ; nous y reviendrons plus loin.

e) H_2 . — Plusieurs auteurs avaient déjà étudié la question. T. R. Merton ⁽¹⁸⁾ avait cru trouver qu'il y a trop peu de coïncidences entre les raies de laboratoire et celles des taches et qu'il se présente de grosses discordances dans les intensités. Au contraire, en 1929, G. Piccardi ⁽¹⁹⁾ se basant sur les nouvelles mesures du spectre de H_2 faites par Gale, Monk et Lee ⁽²⁰⁾ prétend trouver H_2 dans les taches.

D'après Richardson, la présence de H_2 est encore incertaine. Si on prend toutes les raies de laboratoire, le pourcentage de raies solaires identifiées peut être attribué au hasard ; si, au contraire, on prend seulement les raies les plus intenses en laboratoire, il semble bien que le pourcentage d'identifications soit supérieur aux possibilités dues au hasard. Nous montrerons plus loin, théoriquement, que les bandes de H_2 sont sûrement absentes du spectre du disque ou des taches.

f) YO et Sc O (passage $B^2\Sigma \leftarrow x^2\Sigma$ dans le bleu-vert et $A^2\Pi \leftarrow x^2\Sigma$ dans le jaune-rouge). — On possède de bonnes mesures des bandes en laboratoires, par Meggers et Wheeler ⁽²¹⁾. Ces molécules ne sont pas présentes dans les taches. Nous reviendrons ultérieurement au cas de Sc O.

3. — L'examen des bandes moléculaires du spectre solaire a encore conduit Richardson aux résultats suivants :

a) Dans les taches solaires, on trouve simultanément les bandes de Swan de C_2 et les bandes de Ti O. Jusque là, ces deux molécules avaient toujours été considérées comme s'excluant mutuellement, les étoiles se séparant vers K3 en une branche K3 — S — M à oxydes de Zr et de Ti (et dépourvue de C_2) et une branche K3 — R — N à carbone C_2 (et pas d'oxyde de Ti). Il y a seulement une étoile (α Herculis, classe Mb) où l'on a cru observer simultanément les bandes de Ti O et des traces de C_2 (observation faite par Stebbins) ; mais l'identification est incertaine (*). Nous montrerons dans la suite comment on peut expli-

(*) Ce phénomène d'exclusion mutuelle est décrit en détails dans l'article de R. H. CURTISS du *Handbuch der Astrophysik*, V, 1, p. 97, 1932.

quer théoriquement l'observation simultanée de Ti O et C₂ dans les taches solaires

b) Un examen approfondi des bandes de CH présente beaucoup d'intérêt. On sait que la bande G du spectre solaire (λ 4300, passage 0,0 de $^2\Delta \leftarrow ^2\Pi$) est intense et qu'elle apparaît dans la plupart des étoiles de type plus avancé que F8 (voir monographie précédente). Cette intensité considérable provient de ce que les moments d'inertie de la molécule CH dans les états $^2\Delta$ et $^2\Pi$ sont peu différents. Il en résulte que, dans la branche Q, les lignes sont très fortement tassées ; à faible dispersion, toutes ces lignes voisines donnent l'aspect d'une seule raie. Individuellement, les raies des branches P et R sont sensiblement aussi intenses que les lignes de la branche Q ; mais étant plus séparées, elles ne ressortent pas autant.

La bande G étant intense, il est logique de se demander si d'autres bandes d'absorption de CH partant du niveau électronique fondamental ne sont pas susceptibles d'apparaître, notamment la bande λ 3900 (passage 0,0 de $^2\Sigma^- \leftarrow ^2\Pi$) et $\lambda\lambda$ 3143 et 3157 (passages 0,0 et 1,1 de $^2\Sigma^+ \leftarrow ^2\Pi$). En fait aucune raie de l'atlas de Rowland revu n'avait été attribuée à ces bandes. Richardson a montré que :

1° Dans la bande λ 4300, 31 nouvelles raies peuvent s'identifier avec les raies solaires, la coïncidence se manifestant par la longueur d'onde, l'intensité et l'effet Zeeman ;

2° Dans la bande λ 3900, 29 raies coïncident avec des raies solaires non identifiées (difficulté à cause de la bande λ 3883 de CN et des nombreuses raies atomiques) ;

3° Dans les bandes 3143 et 3157, un grand nombre d'identifications sont possibles ;

c) On peut baser sur les mesures des intensités des raies moléculaires une détermination du rapport de la pression dans les taches à la pression dans la couche renversante. R. M. Petrie ⁽²²⁾ et E. A. Milne ⁽²³⁾ ont donné des formules théoriques permettant de calculer ce rapport. Leurs formules présupposent que le mécanisme de la formation des taches est une expansion adiabatique d'un volume de gaz se mouvant vers le haut, à partir d'un certain niveau de la photosphère. Petrie trouve ainsi :

Pression dans les taches = 0,88 pression à la base de la couche renversante. Miss C. E. Moore d'autre part ⁽²⁴⁾, en se basant sur

les spectres atomiques dans le disque et les taches, a fait une estimation du rapport des pressions électroniques et a donné la valeur 0,60.

Richardson en se basant sur les intensités des bandes de CN sur le disque et dans les taches et admettant comme températures respectives $T = 5080$ et $T' = 4750^\circ \text{K}$, trouve pour le rapport, la valeur 0,50.

Il serait intéressant que ce problème soit repris avec beaucoup de précautions photométriques.

4. — R. W. Shaw (²⁵) a examiné à nouveau les bandes $\lambda\lambda$ 3064 et 3122 de OH ($^2\Sigma \leftarrow ^2\Pi$). L'atlas de Rowland revu attribuait 185 raies solaires à ces bandes (*).

Shaw a réétudié les bandes en laboratoire en prenant de grands soins pour ses mesures. Il a observé 50 nouvelles coïncidences avec des raies solaires, les intensités concordant parfaitement.

II. — Les bandes moléculaires dans les spectres des planètes

Vénus. — Pendant très longtemps, on a cru en se basant sur l'albedo de cette planète ainsi que sur les observations de la surface, que Vénus était entourée d'une épaisse couche de nuages contenant comme l'atmosphère terrestre beaucoup de vapeur d'eau et d'oxygène. En 1922, St-John et Nicholson (²⁶) ont montré, au moyen de spectres à dispersion assez élevée (3 Å/mm.) que les bandes λ 5900 de la vapeur d'eau, $\lambda\lambda$ 6300 (α) et 6867 (B) de O₂ étaient absentes. L'absence des bandes de O₂ et H₂O a été vérifiée ensuite par W. S. Adams et Th. Dunham jr (²⁷), au moyen des bandes λ 8150 à 8300 de H₂O et λ 7594 de O₂. Les trois seules bandes d'absorption connues jusqu'ici ont été trouvées récemment (²⁷) par Adams et Dunham jr (dispersion environ 5,6 Å/mm., spectrographe à réseau plan); les têtes se trouvent à $\lambda\lambda$ 7820,2; 7882,9 et 8688,7 Å; les origines des deux premières bandes sont estimées à $\lambda\lambda$ 7825,8 et 7888,9 Å. Si dans la bande λ 7820, on classe les raies de rotation en formules paraboliques, on trouve comme valeur

(*) La présence de OH dans la couche renversante du Soleil a été prouvée par A. FOWLER (*Proc. R. Soc., A*, 94, 472, 1918) par la coïncidence d'un certain nombre de raies solaires et de celles qu'on observe dans une décharge dans de la vapeur d'eau.

TABLEAU I.

Bande	Observée par	Planètes	Identification	Remarques
4840 à 4870	Wildt et Mayer 1931	Jup., Ur., Nept.	? 4840-4870 de O ₃ (Eropk.)	
5430	Slipher 1909 (35) Wildt et Mayer 1931 Wildt 1932	Jup., Sat., Ur., Nept.	5848 CH ₄ , Wildt 1931 ? 5430 70 O ₃ (Eropkin)	faible.
5770	Slipher 1909	Jup., Sat., Ur., Nept.	? 5600-5760 O ₃	très faible.
5900	Adams et St-John 1926	Mars	5900 H ₂ O	
6191	Slipher 1909 Wildt et Mayer 1931 Wildt 1932 Elvey et Fairley 1932	Jup., Sat., Ur., Nept.	6200 CH ₄ (Wildt et Mecke) ? 6020-6240 O ₃	très intense. Elvey et Fairley ont montré que cette bande ne peut être identifiée avec les bandes d'absorption de l'eau.
6300	Adams et St-John 1926	Mars	bande α de O ₂	
6470	Slipher 1909 Wildt et Mayer 1931 Wildt 1932 Dunham 1933	Jup., Sat.	6474 NH ₃ (Wildt 1932)	très intense sur Jupiter et moins intense sur Saturne ; manque sur Uranus et Neptune. Résolue en raies par Dunham. Dans Jupiter, absorption \equiv 40 mètres NH ₃ à pression atmosphérique (Dunham).
6710	Slipher 1909 Wildt et Mayer 1931 Wildt 1932	Jup., Sat.	?	très faible.
6830	Slipher 1909	Jup.	?	trace.
6867	Adams et St-John 1926	Mars	bande B de O ₂	
7020	Wildt et Mayer 1931 Slipher 1931 Wildt 1932	Jup.	?	intense, mais étroite ; à grande dispersion : 3 raies.
7190	Slipher 1909 et 1931 Wildt et Mayer 1931 Wildt 1932	Jup., Sat.	?	très intense.

7265 7280 à 7400	Slipher 1909 et 1931 Wildt et Mayer 1931 Wildt 1932	Jup., Sat.	7280 CH ₄ (Wildt et Mecke)	intense.
7700 à 8100 7735 à 7910 7800 à 7950	Slipher 1905 et 1931 Wildt et Mayer 1931 Wildt 1932 Dunham 1933	Jup., Sat.	7920 NH ₃ (Wildt)	Bande résolue en raies par Dunham. La bande de NH ₃ est plus intense dans Jupiter. Mais Saturne présente entre 7927 et 8000 des bandes de molécules non identifiées, plus faibles dans Jupiter. Dans Jupiter, absorption \equiv 40 mètres NH ₃ à pression atmosphérique (Dunham).
7820 et 7883 8020 et 8170 8200 à 8250 8390, 8400 8450-8500	Adams et Dunham 1932 Slipher 1929 et 1931 Wildt 1932 Slipher 1929 et 1931 Dunham 1933 Wildt 1932	Vénus Jup., Ur. Saturne Jup., Sat., Ur.	CO ₂ (Adams-Dunham) 8400 CH ₄ (Wildt et Mecke)	respectivement 16 et 11 raies séparées. Bande résolue en raies par Dunham.
8570 8650	Slipher 1929 Slipher 1931 Wildt 1932 Dunham 1933	Jup., Ur. Jup., Sat.	? HCN ? 8600 CH ₄ (Wildt et Mecke)	Intense et symétrique, large de 150 Å (centre à λ 8650). Résolue en raies par Dunham.
8688 8790-9410	Adams et Dunham 1932 Slipher 1931 Wildt 1932 Dunham 1933	Vénus Jup., Sat.	CO ₂ (Ad. D.) 8800 NH ₃) Wildt 1932 8860 CH ₄)	La plus intense des bandes de Jupiter et Saturne (+ intense dans Sat. que dans Jup). Résolue en raies par Dunham. Maximum à 8890.
9160 9260 9330	Wildt 1932	4 grosses planètes		traces.

approchée du moment d'inertie de la molécule absorbante $i = 70 \cdot 10^{-40}$ C.G.S., ce qui est le moment d'inertie de CO_2 ; d'ailleurs l'arrangement des raies de rotation s'accorde avec l'hypothèse de la molécule CO , absorbante.

Ces bandes ne s'observent pas dans le spectre du Soleil au coucher, ce qui signifie que la couche de 30 mètres de CO_2 à pression atmosphérique que représente toute l'atmosphère terrestre traversée tangentiellement, n'est pas suffisante. Des expériences faites en laboratoire avec une couche de CO_2 de 40 mètres, à pression de 10 atmosphères, ont confirmé l'identification.

Récemment, Schoenberg (*) se basant sur ses observations de la répartition de la lumière sur le disque de Vénus et appliquant sa théorie de la diffusion est arrivé à la conclusion que l'atmosphère de Vénus est composée presque complètement de CO_2 , avec, peut-être, simplement adjonction d'une faible quantité d'un autre gaz encore plus lourd.

Mars. — Le spectre de Mars manifeste, comme l'ont montré Adams et S^t-John en 1926 (²⁸), les bandes de H_2O et de O_2 . D'après ces auteurs, il y aurait sur Mars, dans un cylindre normal de surface unitaire, une quantité de vapeur d'eau égale à 3/100 de la quantité terrestre ; l'oxygène s'y trouverait pour 60 % de la valeur terrestre (**).

Grosses planètes. — Depuis 1931. les spectres des grosses planètes ont fait l'objet d'un grand nombre de recherches expérimentales, spécialement de R. Wildt (²⁹) et de Th. Dunham jr (³⁰). Nous avons codifié dans le tableau I les principaux résultats obtenus ; nous y avons d'ailleurs joint ceux relatifs à Mars et à Vénus. Les identifications faites par Eropkin (³¹) (bandes de l'ozone) nous paraissent encore incertaines et exigeraient de

(*) *Sitzungsber. d. Pr. Akad. d. Wiss., Phys. Math. Kl.*, 1933, Nr. 1.

(**) Dans un mémoire tout à fait récent (*Ap. J.*, avril 1934, p. 308), W. S. Adams et Th. Dunham jr. ont examiné à grande dispersion (5,6 Å/mm) la bande B de l'oxygène ; pour distinguer les raies telluriques des éventuelles raies martiennes, ils se sont basés sur la vitesse radiale de Mars. Des mesures très précises des longueurs d'onde ont montré que, s'il y a de l'oxygène sur Mars, la quantité continue dans un cylindre de base unité de l'atmosphère martienne est inférieure à 0,1 % de la quantité correspondante de l'atmosphère terrestre. On peut donc dire que des travaux récents, très précis conduisent pratiquement à une absence d'oxygène sur Mars.

nouveaux travaux d'observations. La présence de CH_4 et de NH_3 paraît certaine dans les atmosphères des grosses planètes. Les travaux faits en 1928 par Mc Lennan, Ruedy et Burton ⁽³²⁾ avaient laissé croire que certaines bandes planétaires pouvaient être dues à l'eau liquide ; les expériences de C. T. Elvey et A. S. Fairley ⁽³³⁾ ont montré que cette identification était erronée. Les spectres de R. Wildt ont toujours été pris à dispersion faible. Th. Dunham jr au contraire, a utilisé une dispersion élevée ; ses résultats concordent cependant complètement avec ceux de R. Wildt.

Il reste quelques bandes non identifiées ; il est vraisemblable pourtant que ces lacunes seront prochainement comblées, étant donné l'actualité du problème. De toutes façons, les recherches du genre de celles de Dunham sont du plus haut intérêt parce que les résultats qu'on en déduit sont certains, ce qui n'est pas le cas des travaux à faible dispersion. Une fois les résultats spectroscopiques bien acquis, il y aura lieu de les comparer aux résultats polarimétriques de B. Lyot ⁽³⁴⁾.

Addendum. — Dans un beau mémoire récent (*), R. Wildt a discuté les tentatives faites par Eropkin pour identifier certaines bandes d'absorption des planètes avec les bandes de Chappuis de l'ozone (bandes du domaine visible). Wildt a montré à la fois expérimentalement par l'examen du spectre ultra-violet d'Uranus et théoriquement par l'étude de la dissociation de l'ozone, que les identifications faites par Eropkin sont sûrement erronées. Le même mémoire de R. Wildt contient des résultats du plus haut intérêt relativement au contenu des différentes planètes, en oxygène et en dioxyde de carbone.

III. — Les bandes moléculaires dans les étoiles de la branche principale (classes (F — G — K — S — M))

A. — Lorsque l'on veut examiner l'évolution, au sein de la séquence spectrale, de l'intensité des bandes d'une molécule déterminée, par exemple TiO , il faut examiner la variation en fonction de la température T et de la gravité g de l'atmosphère stellaire, du nombre total de molécules contenues dans une

(*) *Ozon und Sauerstoff in den Planetenatmosphären* (Nachr. der Ges. der Wiss., Göttingen, p. 151, 1934).

colonne de surface unitaire de la couche renversante. L'intensité des bandes varie alors proportionnellement à la racine carrée de ce nombre de molécules (*). Ce problème a été étudié récemment d'une façon très soignée pour les étoiles de la branche principale par L. Rosenfeld et Y. Cambresier ⁽³⁶⁾ ; auparavant, il y avait eu les travaux de R. Wildt et les nôtres ⁽³⁷⁾, mais ceux-ci étaient incomplets pour ce qui concerne l'influence du facteur gravité. Nous esquisserons plus loin le mémoire de L. Rosenfeld et Y. Cambresier.

Si, ensuite, on veut comparer les intensités relatives des bandes de deux molécules, par exemple TiO et ScO, il faudra, pour chacune d'elles, non seulement examiner l'évolution dans la séquence spectrale et tenir compte des différences d'abondances en Ti et Sc, mais encore introduire un facteur « rapport des probabilités d'absorption dans les bandes considérées ». Ce facteur correspondrait au rapport des intensités d'absorption, dans les bandes considérées, d'un nombre égal de molécules TiO et ScO.

B. — *Evolution des bandes au sein de la séquence spectrale.*
Exposé général. — L'étude théorique qu'ont faite L. Rosenfeld et Y. Cambresier constitue en quelque sorte une application à l'équilibre de dissociation moléculaire, de la méthode employée avec succès par Milne et Chandrasekhar ⁽³⁸⁾ dans le problème de l'équilibre d'ionisation. Nous ne donnerons pas les détails des calculs développés par les auteurs et renvoyons pour cela à leur mémoire. Certaines hypothèses sont introduites relativement à la constitution des atmosphères stellaires ; mais comme le signalent les auteurs, les faits caractéristiques se présentant dans la variation des nombres de molécules avec T et g sont insensibles à des variations même assez grandes de la composition chimique, ce qui justifie les hypothèses simplificatrices introduites. Une simplification fondamentale consiste à admettre que les atmosphères stellaires seraient composées de nombres égaux d'atomes ionisés et non ionisés, de sorte que la pression électronique serait un tiers de la pression totale. Evidemment, les formules développées ne constituent qu'une première approximation du problème ; ce qu'on désire d'elles, c'est, avant tout, de rendre compte « en gros » des phénomènes observés ; on ne peut, par exemple,

(*) Ou tout au moins dans le même sens que ce nombre de molécules.

espérer en déduire des valeurs précises de facteurs physiques introduits dans la théorie.

Considérons l'équilibre de dissociation d'une molécule diatomique AB ; on a

$$\frac{p_A \cdot p_B}{p_{AB}} = K_{AB}, \quad (1)$$

où p_A , p_B et p_{AB} sont les pressions partielles atomiques et moléculaires et K_{AB} le coefficient de dissociation. K_{AB} est une fonction de la température et des constantes atomiques et moléculaire. Il est assez facile de trouver l'expression de K_{AB} en partant de la Mécanique Statistique et on trouve

$$\log K_{AB} = -\frac{5041 D}{T} + \frac{3}{2} \log T + \log \left(1 - e^{-\frac{1,432 \omega}{T}} \right) + \sigma, \quad (2)$$

où D représente l'énergie de dissociation exprimée en volts, ω la fréquence fondamentale de vibration en cm^{-1} et où σ est l'expression

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= i + \frac{3}{2} \log \frac{m_A \cdot m_B}{m_{AB}} + \log \frac{\sigma_A \cdot \sigma_B}{\sigma_{AB}} - \log (I \cdot 10^{40}) \\ \text{ou bien} \\ \sigma &= i' + \frac{1}{2} \cdot \log \frac{m_A m_B}{m_{AB}} + \log \frac{\sigma_A \sigma_B}{\sigma_{AB}} - 2 \log r \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Dans ces formules, m_A , m_B et m_{AB} sont les poids atomiques et moléculaire ; σ_A , σ_B et σ_{AB} sont les poids statistiques des états des atomes et de la molécule (*) ; I est le moment d'inertie exprimé

(*) *Poids statistique d'un terme atomique.* — $\sigma = \Sigma (2J + 1)$ pour toutes les composantes du terme électronique. Par exemple : $\sigma(^3P) = 9$.

Poids statistique d'un terme moléculaire.

a) On a tenu compte du poids résultant de la rotation de la molécule (c'est-à-dire $2J + 1$) dans le calcul de la partie de la somme d'état correspondant à la rotation ;

b) Le poids résultant du moment de rotation autour de l'axe des noyaux est 2 pour $\Lambda \neq 0$ (termes Π , Δ , ...) et 1 pour $\Lambda = 0$ (termes Σ) ;

c) Le poids résultant de la multiplicité due au spin des électrons est égal à la multiplicité, pourvu que la distance des termes considérés soit petite devant kT . Pour un terme $^3\Sigma$, par exemple, on prend le poids 3. Pour les termes Π , Δ , ..., on a toujours dans la suite pris 1, ce qui revient à admettre que les différents termes du multiplet sont très séparés vis-à-vis de kT (à peu près $T \text{ cm}^{-1}$, donc de 2000 à 7000 cm^{-1}) ;

d) Lorsque les noyaux sont identiques (par exemple C_2), le poids résultant de la symétrie des noyaux est, d'après Gibson et Heitler, égal à $1/2$. On a tenu compte de ce poids dans les constantes i et i' qui diffèrent de log 2 suivant que les noyaux sont identiques ou pas.

En résumé, le poids désigné par σ_{AB} est donc pris égal à 2 pour tout terme autre que Σ et égal à la multiplicité pour un terme Σ .

en unités C.G.S. ; r est la distance des noyaux exprimée en Angströms. Dans ces conditions, i est égal à 6.017 ou 6.318 selon que les atomes A et B sont différents ou identiques ; tandis que i' vaut 5,8 ou 6,1 dans les mêmes cas.

Considérons un élément A se combinant à d'autres atomes B_1, B_2, \dots (*), qui sont en tel excès vis-à-vis de A que la diminution de leurs concentrations, résultant des différentes combinaisons où ils interviennent, soit négligeable. Nous écrirons les pressions partielles p_{B_i} sous la forme $\mu_{B_i} \cdot P$ où B_i est l'abondance (en nombre d'atomes) de l'élément B_i relativement au groupe auquel cet élément appartient. On obtient finalement pour le nombre de molécules AB_i , la formule

$$N_{AB_i} = 3 \frac{\mu_{B_i}}{K_{AB_i}} \cdot \frac{\mu_A}{m} \cdot \frac{1}{g F_A^2} \left\{ F_A P_0 - \log_e (1 + F_A P_0) \right\} \quad (4)$$

les symboles ayant les significations suivantes :

K_{AB_i} = coefficient de dissociation déduit de (2) ;

\bar{m} = masse atomique moyenne de l'atmosphère stellaire ;

P_0 = pression électronique à la base de la couche renversante ;

$$F_A = \sum_i \frac{\mu_{B_i}}{K_{AB_i}} ;$$

g = gravité.

Quant à P_0 , on en obtiendra une valeur très approchée par une formule semi-empirique de Milne et Chandrasekhar (**):

$$P_0 = \sqrt{\frac{2}{3} \cdot \frac{g \cdot T^{11/2}}{5,62 \cdot 10^{19}}} \cdot \frac{1}{10}, \quad (5)$$

où P_0 est exprimé en unités C.G.S.

La formule (4) donne N_{AB_i} en fonction de T et g . Lorsque $F_A P_0$ est très petit vis-à-vis de 1 (c'est-à-dire pour des températures suffisamment élevées), on obtient par développement en série

$$N_{AB_i} \sim 3 \frac{\mu_{B_i}}{K_{AB_i}} \cdot \frac{\mu_A}{m} \cdot \frac{P_0^2}{2g}, \quad (6)$$

ce qui, d'après (5) est indépendant de g . Il en résulte que, à

(*) Nous supposons tous les atomes à l'état électronique normal.

(**) Pour les détails, voir *Mémoire* de L. ROSENFELD et Y. CAMBRESIER.

température suffisamment élevée (*), il n'y aura plus d'effet de magnitude absolue sur les bandes moléculaires.

De (4), on déduit aussi $\frac{dN}{dg} < 0$; à température et abondances égales, une étoile géante aura donc des bandes plus intenses qu'une étoile naine (**).

Pour les molécules A_2 , la formule obtenue par Rosenfeld et Cambresier est

$$N_{A_2} = 3 \frac{\mu_A}{K_{A_2}} \cdot \frac{\mu_A}{m} \cdot \frac{1}{gF_{A_2}^2} \left\{ \log_e (1 + F_{A_2} P_0) - \frac{F_{A_2} P_0}{1 + F_{A_2} P_0} \right\}, \quad (7)$$

ce qui, pour T suffisamment grand, donne à nouveau une valeur indépendante de g .

Les formules (5) et (7) montrent aisément que, pour une valeur déterminée de g , il y a une valeur T_m de T donnant un maximum du nombre de molécules; T_m dépend peu de g , mais est très sensible à la valeur de l'énergie de dissociation D .

C. — *A quelles molécules diatomiques doit-on appliquer ces considérations théoriques?*

Il est évident que les molécules qui pourront éventuellement se manifester par leurs spectres d'absorption doivent provenir d'éléments simples abondants; on ne rencontrera donc guère que les combinaisons d'atomes avec H, O, N et C; effectivement, à part les bandes de Si F observées par Richardson dans le Soleil, les bandes trouvées dans les étoiles appartiennent à des combinaisons des types indiqués. Pour que des molécules diatomiques présentes dans l'atmosphère stellaire se manifestent par des bandes d'intensité perceptible, il faut :

1° Que ces molécules soient en nombre suffisant ;

2° Que des bandes d'absorption partant du niveau électronique fondamental et de niveaux vibratoires pas trop élevés se trouvent dans le domaine d'observation astronomique, c'est-à-dire aient des longueurs d'onde supérieures à 3000 Å.

Parmi ces molécules, les plus importantes sont Ti O, Zr O, Sc O et Al O d'une part, CH, CN et C₂ d'autre part ; nous verrons

(*) Voir valeurs numériques plus loin.

(**) Ce qui est conforme aux constatations de C. H. PAYNE (*Stars of H. L.*, p. 214) et supprime une objection que nous avons soulevée autrefois (*M. N. R. A. S.*, 92, 147, 1931).

dans la suite que les molécules CO certainement présentes dans la séquence principale ne se manifestent pas par leurs bandes d'Ångström, parce qu'un pourcentage beaucoup trop infime de ces molécules, même à 6000°, se trouvent au niveau électronique inférieur des bandes d'Ångström.

Lorsque nous examinerons le cas des oxydes, nous pourrions évidemment considérer l'oxygène comme étant l'élément abondant et supposer la pression en oxygène constante, quels que soient les nombres de molécules Ti O, ..., et même O₂; les molécules sont en effet sûrement en nombre très réduit par rapport aux atomes O. Nous pouvons aussi négliger toutes les combinaisons des éléments peu abondants, Ti Zr, etc...

Pour les combinaisons carbonées, nous considérons que, dans la séquence principale, les éléments H, O et N sont abondants par rapport à C. Dans ce cas, il y a doute à propos des abondances de N et C qui peuvent être comparables. Cette incertitude n'affecte pas les résultats, la supposition essentielle étant que O est abondant par rapport à C. Nous verrons dans le chapitre suivant que c'est là précisément ce qui différencie la branche K 3 — S — M de la branche K 3 — R — N, où il y a abondance de carbone par rapport à l'oxygène.

Dans leurs calculs, Rosenfeld et Cambresier prennent

$$\mu_{\text{H}} = 1 ; \quad \mu_{\text{O}} = 0,03 ; \quad \mu_{\text{N}} = 0,001 .$$

Il y a donc lieu d'examiner séparément :

- 1° La formation de Ti O ;
- 2° Celle de Zr O ;
- 3° Celle de Sc O ; etc...
- 4° L'équilibre entre les composés carbonés CH, CO, CN et C₂.

D. — *Cas des molécules Ti O et Zr O.* — Dans chacun de ces cas, on appliquera la formule (4) avec respectivement

$$F_{\text{Ti}} = \frac{\mu_{\text{O}}}{K_{\text{TiO}}} \quad \text{et} \quad F_{\text{Zr}} = \frac{\mu_{\text{O}}}{K_{\text{ZrO}}} .$$

L'obtention de K_{TiO} et K_{ZrO} est aisée au moyen de la formule (2); les éléments spectroscopiques nécessaires sont inclus dans le tableau II.

TABLEAU II

	D(volts)	ω_e (cm ⁻¹)	I . 10 ⁴⁰	$\frac{m_A \cdot m_B}{m_{AB}}$	Etat de l'atome	Etat de la molécule	Atome O	σ
TiO	6,74	1008,12	51,89	12	Ti (³ F)	³ II	³ P	7,9
ZrO	7,67	936,7	--	13,6	Zr (³ F)	³ II	³ P	7,9

Le moment d'inertie I de Zr O n'a pas encore été déterminé spectroscopiquement ; on peut trouver une valeur approchée de la distance des noyaux Zr et O, soit par la formule de Morse $(\omega_e'' r_e''^3)_{ZrO} = (\omega_e'' r_e''^3)_{TiO}$, soit par la distance des noyaux dans un cristal et sa réduction à la distance dans la vapeur non excitée par comparaison avec d'autres vapeurs analogues (*) ; on trouve en tout cas pour σ (Zr O) une valeur quasi-identique à celle de σ (Ti O). Les chaleurs de dissociation D ont été estimées par la méthode d'extrapolation de Birge-Sponer. La connaissance assez précise de D est importante, comme le montre la formule (2) ; on sait d'ailleurs (*) que, dans certains cas, la méthode de Birge-Sponer peut donner des résultats erronés lorsqu'on connaît un nombre trop restreint de niveaux de vibration. D'après les mesures des spectres de Ti O et Zr O, il semble bien toutefois que, dans ces cas, les valeurs adoptées sont relativement bonnes. Comme il s'agit d'ailleurs de molécules analogues, situées au même niveau électronique ³II, provenant d'atomes à des niveaux les mêmes ³F (Ti ou Zr) et ³P (O), les éventuelles erreurs seraient analogues et dans le même sens, de sorte que, de toutes façons, la comparaison entre les résultats relatifs aux deux molécules sera autorisée.

Les calculs de N (Ti O) et N (Zr O) par la formule (4) ont été faits pour deux valeurs extrêmes de g , savoir $\log g = 0,69$ (géante, α Orionis) et $\log g = 5,29$ (ultra-naine, Barnard's Star).

On obtient les résultats suivants indiqués dans le tableau III.

(*) Pour détails, voir application à ScO ; P. SWINGS, *Bull. Ac. R. Belg.*, octobre 1933.

TABLEAU III

T	log N (TiO) (*)		log N (ZrO) (**)	
	log g = 0,69	log g = 5,29	log g = 0,69	log g = 5,29
1500	5,903	7,606	5,904	7,606
1800	4,118	7,824		
2000	4,165	7,949	4,246	7,949
2500	6,297	7,671	5,922	6,215
3000	8,309		7,872	7,763
3500	9,011		8,357	
4000	10,079		9,252	
4500	11,383	Indé- pendant de g	10,425	Indé- pendant de g
5000	12,840		11,778	
5500	12,434		11,286	
6000	12,104		12,886	
6500	13,838		12,559	

Du tableau III, on déduit immédiatement les résultats suivants :

1° On sait que les bandes de TiO sont observées en dernier lieu dans les taches solaires, vers 4500-5000°. L'augmentation assez rapide de N (TiO) à partir de 4500° vers les températures basses, ressort du tableau. L'augmentation de N (TiO) jusqu'à son maximum vers 2000° correspond à l'accroissement des bandes de TiO observé dans les étoiles K et M de type de plus en plus avancé (allant jusque vers 1800°) ;

2° Les bandes de ZrO atteignent leur maximum pour des températures plus élevées que pour le TiO :

3° L'influence de la magnitude absolue à basse température est importante.

Remarquons que, en appliquant à l'étoile variable Mira Ceti la formule (4), moyennant détermination de T et g pour différentes phases, Rosenfeld et Cambresier ont pu interpréter les

(*) En omettant le facteur $\frac{3 \mu_{Ti}}{m}$

(**) En omettant le facteur $\frac{3 \mu_{Zr}}{m}$

variations observées par Joy dans les bandes de TiO de cette variable (*).

E. — *La classe S.* — Le nombre maximum de molécules ZrO dans le cas des étoiles géantes, se produit vers 2500°, c'est-à-dire avec un décalage de quelques centaines de degrés par rapport à TiO ; le maximum de la courbe de $\log N(\text{ZrO})$ est plus aigu pour la géante que pour la naine.

On sait que toutes les étoiles classées par Merrill dans la classe S présentent les bandes de ZrO au moins aussi intenses que celles de TiO, ces dernières étant parfois absentes. On a trouvé que toutes les étoiles S sont des géantes (³⁹). Le tableau III montre que, pour des abondances relatives convenables μ_{Ti} et μ_{Zr} , il est possible que, pour certaines géantes M les moins froides, les bandes de TiO puissent encore être faibles alors que celles de ZrO seraient à leur maximum et apparaîtraient nettement plus intenses que TiO. Effectivement, les spectres des étoiles S ressemblent toujours aux spectres d'étoiles géantes M des types les moins avancés.

Ceci conduit à considérer la classe S — tout au moins en ce qui concerne les bandes moléculaires — non comme une branche distincte de la séquence principale, mais simplement comme un ensemble d'étoiles Mg peu avancées. En introduisant le fait que $\frac{\mu_{\text{Ti}}}{\mu_{\text{Zr}}}$ peut être différent pour les différents astres (tout comme on a trouvé des étoiles de Wolf-Rayet avec et sans carbone, des étoiles A avec des abondances différentes de certains métaux, etc...), on peut interpréter tous les phénomènes observés jusqu'ici.

(*) *Addendum.* — Dans un mémoire récent (*Ap. J.*, 78, 211, 1933), N. T. Bobrovnikoff a étudié le système de bandes rouges de TiO dans α_1 Herculis ; il a observé 66 de ces bandes, dont la plupart n'avaient jamais été observées dans les astres et certaines même pas en laboratoire.

Dans un autre mémoire à paraître en juin dans l'*Ap. J.*, Bobrovnikoff a, par des observations des bandes de ZrO dans les étoiles M, remarquablement mis en évidence des cas d'abondances non usuelles en zirconium. Dans le spectre de β Pegasi (M 2), de nombreuses bandes de ZrO ont été trouvées dans le rouge, entre λ 6220 et 6550 Å, d'autres entre 5600 et 5725 Å. La bande la plus intense de ZrO en λ 6473.7 se présente aussi dans α Scorpii (M 1), α Orionis (M 2), ρ Persei (M 4) et α_1 Herculis (M 5). L'intensité des bandes de ZrO de ces étoiles ne peut être expliquée que par une abondance non usuelle en zirconium, celui-ci devant d'ailleurs dans le cas de β Pegasi être complètement oxydé puisque les raies atomiques ne se présentent pas (au contraire de Ti, dont les raies atomiques sont intenses). Cette question nous paraît devoir être discutée théoriquement.

Dans les étoiles S variables, les intensités des bandes de Zr O et de Ti O varient d'une façon qui concorde parfaitement avec les résultats déduits des équations d'équilibre (*). On sait d'ailleurs que les spectres des étoiles S variables montrent, pendant une partie de leur période (**), les raies de l'hydrogène en émission (fait inexpliqué jusqu'ici), alors que les étoiles S non variables présentent les raies de Balmer en absorption ; les raies de Fe^+ ont une façon analogue de se comporter ; d'autres raies (Sc^+ , Mg , ...) apparaissent parfois en émission et ont des comportements très divers. Il faut d'ailleurs remarquer que la documentation sur ces sujets est encore très réduite et qu'on manque complètement de mesures photométriques.

Addendum (***). — Etudiant les bandes de Ti O et Zr O d'une manière indépendante de L. Rosenfeld, R. S. Richardson ⁽⁵⁶⁾ a publié un mémoire qui a paru peu de temps après celui de Rosenfeld-Cambresier et qui, en ce qui concerne la classe S, conduit à des résultats analogues. Partant des équations d'équilibre de dissociation (2), Richardson trace des diagrammes représentant : d'une part, pour une pression bien déterminée, la variation en fonction de T du pourcentage de dissociation de Ti O et Zr O ; d'autre part pour une T déterminée, la variation de la dissociation en fonction de la pression. Comme la chaleur de dissociation de Zr O est légèrement supérieure à celle de Ti O , on observe des différences dans les diagrammes de Ti O et de Zr O , différences qui, d'après Richardson, suffisent à expliquer la classe S.

F. — *Les bandes de Sc O.* — N. T. Bobrovnikoff a observé récemment ⁽⁴⁰⁾ la présence des bandes de Sc O dans une série d'étoiles de type K 5 à M 3 ; ces bandes (absentes dans les taches solaires) apparaissent vers K 5 et augmentent fortement en intensité lorsqu'on va vers les types spectraux plus avancés.

Dans une note récente ⁽⁴¹⁾, nous avons obtenu, en appli-

(*) Ainsi, par exemple, dans R. Andromedae, les bandes de TiO sont faibles ou absentes près du maximum de lumière ($T \sim \text{max.}$), mais deviennent plus intenses lorsque la variable devient de luminosité plus faible.

(**) Au voisinage du maximum (environ 1/5 de période de part et d'autre).

(***) Annexé pendant l'impression de cette monographie.

quant la formule (4), les valeurs de $\log N(\text{ScO})$ indiquées dans le tableau IV.

TABLEAU IV

T	$\log N(\text{ScO})$ (*)		T	$\log N(\text{ScO})$ (**)	
	$\log g = 0,689$	$\log =$		$\log g = 0,689$	$\log g = 5,285$
1400	— 4,171	— 6,466	3200	— 6,712	— 6,812
1600	— 4,022	— 6,317	3500	— 7,519	} Indé- pendant de g
1800	— 3,879	— 6,174	3800	— 8,183	
2000	— 3,750	— 6,044	4100	— 8,749	
2200	— 3,620	— 5,945	4400	— 9,252	
2400	— 3,831	— 5,835	6000	— 10,806	
2600	— 4,508	— 5,736			
2800	— 5,331	— 5,822			
3000	— 6,072	— 6,207			

La densité maximum en molécules ScO se présente vers $T = 2200^\circ$ pour les géantes. Si l'on veut comparer l'intensité des bandes de ScO à celle des bandes de TiO , il faut tenir compte des abondances relatives μ_{Sc} et μ_{Ti} puis introduire le facteur « rapport des probabilités d'absorption dans les bandes considérées expérimentalement ». Il est aisé de voir que, dans ces conditions, les faits observés peuvent s'interpréter convenablement. Pour les détails, nous renvoyons au mémoire original⁽⁴¹⁾.

G. — *Les bandes de H_2 et de AlH (**).* — Il a été vu précédemment que la question de la présence des bandes de H^2 dans le spectre du disque ou des taches solaires était encore discutée. On peut montrer théoriquement que l'hydrogène moléculaire n'est sûrement présent dans les taches solaires qu'en quantité infiniment trop faible pour que les bandes d'absorption du domaine spectral astronomique apparaissent⁽⁵⁷⁾.

Les bandes de H_2 susceptibles d'être observées astronomiquement ont comme niveaux électroniques inférieurs, soit $1s\sigma$ $2s\sigma$ $^3\Sigma_g^+$ (11,75 volts) pour les bandes de Fulcher, soit $1s\sigma$ $2p\sigma$ $^1\Sigma_u^+$ (11,13 volts) ou $1s\sigma$ $2p\pi$ $^1\Pi_u$ (12,23 volts) pour les bandes

(*) En omettant le facteur $\frac{3\mu_{\text{Sc}}}{m}$

(**) Annexé pendant l'impression de cette monographie.

de Richardson. On peut au moyen de la formule (2) calculer la concentration relative en molécules H_2 et en atomes dans l'atmosphère solaire ; on trouve aisément qu'il y a environ 10^9 à 10^{10} fois moins de molécules H_2 que d'atomes H. D'ailleurs le potentiel d'excitation nécessaire aux molécules H_2 pour se manifester astronomiquement par leur spectre d'absorption est du même ordre que celui qu'on doit fournir aux atomes H normaux pour donner lieu aux raies d'absorption de Balmer. L'application de la formule de Boltzmann pour rechercher le nombre d'atomes ou molécules excités ne modifiera en rien la conclusion et il est certain que les molécules H_2 ne pourront être observées.

Pour les molécules AlH dont la présence dans le Soleil est encore incertaine (v. précédemment), on trouve aisément que dans les taches solaires, le nombre de molécules AlH est de l'ordre de grandeur du nombre de molécules CH (un peu inférieur). La présence des bandes de AlH est donc probable.

II. — *Les molécules AlO, CrO, VO et MnO.* — Des bandes d'absorption de AlO (passage $x^2\Sigma^+ \leftarrow B^2\Sigma^+$; $\omega_e'' = 977 \text{ cm}^{-1}$; $D'' = 4,2$ volts) ont été observées dans le spectre de Mira Ceti (M) et dans les taches solaires (KO). On peut étudier comme pour TiO et ZrO, l'évolution de ces bandes en fonction de T et de g ; il est probable qu'elles seront un jour trouvées dans les spectres intermédiaires entre KO et M. D'autre part, on peut s'étonner que les bandes des oxydes de Cr, V et Mn, éléments relativement abondants dans les astres (*) ne soient pas observées, alors que ces bandes tombent dans un domaine spectral commode pour l'observation astronomique.

La documentation de laboratoire est relativement pauvre (**) au sujet de CrO, VO et MnO ; par la méthode de Birge-Sponer, on trouve pour leurs chaleurs de dissociation, respectivement 4,14 ; 5,29 et 4,33 volts.

Si, à partir des données approximatives qu'on possède, on dresse les diagrammes de variation des nombres de molécules, on

(*) Plus abondants que Sc, d'après H. N. Russell.

(**) On n'est même pas certain que le niveau électronique inférieur des bandes d'émission observées en laboratoire soit le niveau normal de la molécule ; dans le cas contraire, l'absence de ces bandes dans les astres serait immédiatement justifiée.

trouve pour les quatre molécules considérées ici, sensiblement les mêmes diagrammes. Le fait que AlO apparaît alors qu'on n'a pas jusqu'ici observé les autres molécules ne peut donc s'expliquer que par l'introduction du facteur de probabilité dont il a été question plus haut ⁽⁴¹⁾.

Il serait très utile que ces molécules fassent l'objet de nouvelles recherches de laboratoire.

I. — *Les composés carbonés* (CH , CO , CN et C_2). — Les documents relatifs à ces molécules sont réunis dans le tableau V.

TABLEAU V

	D (volts)	ω (cm^{-1})	r (Å)	$\frac{m_A m_B}{m_{AB}}$	Atomes constitutifs	Niveau moléculaire	$\frac{\sigma_A \sigma_B}{\sigma_{AB}}$	τ
CH	4	2930	1,12	12/13	$\text{C } ({}^3\text{P}) + \text{H } ({}^2\text{S})$	${}^2\Pi$	$\frac{9 \cdot 2}{2} = 9$	6,64
CO	10	2167	1,15	48/7	$\text{C } ({}^3\text{P}) + \text{O } ({}^3\text{P})$	${}^1\Sigma$	$\frac{9 \cdot 9}{1} = 81$	8,01
CN	(9,2)	2069	1,17	84/13	$\text{C } ({}^3\text{P}) + \text{N } ({}^4\text{S})$	${}^2\Sigma$	$\frac{9 \cdot 4}{2} = 18$	7,32
C_2	5.5	1612	1,31	6	$\text{C } ({}^3\text{P}) + \text{C } ({}^3\text{P})$	${}^3\Pi$	$\frac{9 \cdot 9}{2} = 40,5$	7,86

Remarquons que, d'après (6), on a à haute température

$$\frac{N_{AB_1}}{N_{AB_2}} = \frac{\mu_{B_1}}{\mu_{B_2}} \cdot \frac{K_{AB_2}}{K_{AB_1}}, \quad (7)$$

La formule (7) peut permettre des estimations des rapports d'abondance $\frac{\mu_{B_1}}{\mu_{B_2}}$ lorsqu'on aura mesuré les rapports des intensités des bandes des molécules AB_1 et AB_2 . Remarquons toutefois que pour ces intensités, interviennent non seulement les nombres de molécules, mais encore les probabilités de passages électroniques et vibratoires ; lorsqu'on ignore celles-ci, la formule (7) ne pourra guère être utile.

Remarquons encore que, d'après (7), on trouve en calculant K_{CO} et K_{CN} , qu'il y a environ 30 fois plus de molécules CO que CN . Mais pour que ces molécules CO puissent se manifester dans la région astronomique (bandes d'Ångström), il faut qu'elles

soient à un niveau électronique de 8 volts ; l'application de la formule classique

$$\log \frac{n}{1-n} = - \frac{5041 \cdot E}{T},$$

où n représente la proportion de molécules au niveau E volts, montre que, à 7000° , il y a seulement une fraction de l'ordre de 10^{-6} du nombre de molécules CO qui soient susceptibles de manifester la présence de ces molécules dans les atmosphères stellaires.

Les calculs de Rosenfeld et Cambresier conduisent au tableau VI donnant les nombres de molécules CH, CN et C_2 pour $\log g = 0,69$ et $5,28$.

TABLEAU VI

T	log N_{CH} (*)		log N_{CN} (*)		log N_{C_2} (*)	
	(log g = 0,69)	(log g = 5,28)	(log g = 0,69)	(log g = 5,28)	(log g = 0,69)	(log g = 5,28)
2000	15.54	17.24	7.97	9.67	25.79	29.27
2500	12.82	14.52	5.64	7.34	17.25	22.85
3000	10.93	12.72	4.02	7.80	13.48	17.45
3500	9.26	10.28	5.10	6.12	12.29	14.47
4000	10.82	10.74	7.73	7.65	13.61	13.44
4500	10.50	Indé- pendant de g	8.64	Indé- pendant de g	13.08	Indé- pendant de g
5000	10.26		9.87		14.69	
5500	10.09		9.22		14.48	
6000	11.96		10.70		14.14	

On peut immédiatement tirer de ce tableau les résultats suivants :

1° A basse température ($T < 3000^\circ$), le nombre des molécules C_2 diminue très rapidement et devient extrêmement faible. Ceci résulte du fait que, par suite de la présence d'un excès d'oxygène, la formation de l'oxyde stable CO domine, dans ce domaine de température, les variations d'équilibre de tous les composés carbonés. Lorsqu'on calcule le coefficient

$$F_c \equiv \frac{\mu_H}{K_{CH}} + \frac{\mu_O}{K_{CO}} + \frac{\mu_N}{K_{CN}}, \text{ on trouve que, pour } T < 3000^\circ, F_c$$

(*) En omettant le facteur $\frac{3 \mu_c}{m}$.

est pratiquement égal à $\frac{\mu_o}{K_{co}}$. Pour que les molécules C_2 puissent subsister à d'aussi basses températures, il faudrait que le carbone soit en excès considérable par rapport à l'oxygène ; mais dans ce cas, aucun oxyde ne serait présent.

On comprend donc pourquoi on a toujours trouvé expérimentalement que, dans les étoiles de température suffisamment basse, les molécules Ti O et C_2 s'excluent mutuellement ;

2° Ceci n'est plus exact pour une température suffisamment élevée. C'est ainsi que, dans les taches solaires, Richardson a trouvé simultanément les bandes de Swan de C_2 et les bandes de Ti O. Cette constatation se justifie aisément ⁽⁴²⁾, puisque, d'après les tableaux III et VI, on a à 5000°

$$\log N(\text{TiO}) - \log N(C_2) = \overline{12,8} - \overline{14,7} + \log \mu_{\text{Ti}} - \log \mu_c.$$

D'ailleurs, d'après H. N. Russell ⁽⁴³⁾, on a dans le Soleil

$$\log \mu_c - \log \mu_{\text{Ti}} \sim 2.$$

Il y a donc dans l'atmosphère d'une tache solaire un nombre sensiblement égal de molécules C_2 et Ti O, ce qui justifie l'observation faite par R. S. Richardson.

Ce nombre est d'ailleurs relativement faible comparé aux nombres de molécules Ti O dans les étoiles M et de molécules C^2 dans les étoiles R. Richardson n'a réussi à observer les bandes de ces molécules que grâce à la très grande dispersion employée. Ceci confirme la conclusion à laquelle Richardson arrive dans son mémoire : l'examen à très haute dispersion de spectres d'étoiles de composition analogue à celle du Soleil, dans un domaine déterminé de températures (suffisamment élevées) manifesterait vraisemblablement la présence simultanée de Ti O et de C_2 .

Remarquons encore que pour le type spectral K3 où commence à se manifester la séparation en deux branches K3 — S — M et K3 — R — N, le nombre de molécules C_2 est encore sensiblement égal au nombre de molécules Ti O pour les étoiles de composition analogue à celle du Soleil. Ce n'est que pour les étoiles de la branche M et de température plus basse que K3 que la pénurie en C_2 commence à se manifester d'une façon nette et va en augmentant lorsque la température diminue ; dans ce domaine, le nombre de molécules TiO croît assez rapidement, alors que

le nombre de molécules C_2 ne se modifie guère, puis vers 3000° diminue très rapidement ;

3° La variation du nombre de molécules CN, indiquée par le tableau VI, correspond bien aux phénomènes observés expérimentalement. On observe en effet que les bandes de CN atteignent leur maximum pour les étoiles géantes entre G5 et K5 et diminuent fortement vers les types F et M ; d'ailleurs, dans les étoiles naines de tous les types, les bandes sont nettement plus faibles ;

4° Les bandes de CH atteignent leur maximum à une température légèrement plus élevée que celles de CN ; expérimentalement, Rufus ⁽⁴⁴⁾ a observé un maximum de la bande G en KO ;

5° Dans le chapitre VI de la Monographie précédente, nous avons étudié l'évolution des bandes de CH et CN dans δ Cephei ; nous n'y avons pas tenu compte de l'effet de pression.

Les résultats sont néanmoins corrects, les effets de magnitude absolue étant inappréciables pour $T > 4000^\circ$, comme le montre le tableau VI ;

6° On a observé ⁽⁴⁵⁾ des effets de magnitude absolue se produisant dans le sens opposé à celui qui résulte de la théorie esquissée ici ; ils sont vraisemblablement dus à des erreurs sur les températures ou à des abondances différentes dans les diverses étoiles considérées.

J. — Les étoiles à émission d'hélium ionisé et absorption de Ti O.

Dans plusieurs mémoires récents ⁽⁴⁶⁾, P. W. Merrill et ses collaborateurs ont décrit des spectres stellaires présentant à la fois les raies d'émission de He II et les bandes d'absorption de Ti O. Certains de ces spectres présentent des particularités spécialement bizarres et intéressantes. C'est ainsi ⁽⁴⁷⁾ que AX Persei, RW Hydrae et CI Cygni présentent un spectre de raies atomiques du type KO, un spectre de bandes de Ti O de type MO à M4 et un spectre de raies brillantes comprenant des lignes de H, He II, He I, N III, etc...

L'existence simultanée d'un spectre atomique K et de bandes de Ti O d'intensité M paraît étrange. Pour qu'une atmosphère simple présente cette coexistence, il est nécessaire d'admettre une abondance spécialement élevée en titane. On voit en effet que, d'après le tableau III, il n'y a plus d'effet appréciable de magni-

tude absolue sur les bandes de Ti O pour $T > 2900^\circ \text{ K}$. Toutes les étoiles de température KO et de même concentration en Ti ont, quelle que soit leur gravité g , même intensité des bandes de Ti O. Il suffirait d'ailleurs que le titane soit, dans l'étoile en question, cent fois plus abondant que dans le Soleil (considéré comme étoile normale). Ceci n'est évidemment pas impossible ; évidemment, il en résulterait que le spectre atomique présente également des raies de Ti plus intenses que dans l'étoile normale KO, ce qui serait à vérifier.

Quant aux raies brillantes, on n'en comprend pas du tout l'origine.

Nous renvoyons pour le détail de la discussion à une note que nous avons publiée récemment à ce sujet ⁽⁴⁸⁾.

IV. — Les étoiles carbonées

A. — *Interprétation de la branche R-N. — Evolution des bandes de CH, CN et C₂.*

Il résulte du chapitre précédent que, pour que les bandes de C₂ apparaissent fortement dans les étoiles froides (ce qui est le cas pour la branche R — N), il est nécessaire d'admettre que dans ces étoiles, l'oxygène est très peu abondant.

Les calculs correspondants ont été faits récemment par L. Rosenfeld ⁽⁴⁹⁾ ; l'auteur suppose que dans les atmosphères d'étoiles R et N, l'oxygène est si rare que son influence sur l'équilibre chimique des éléments plus abondants H, N et C peut être négligée en première approximation ; autrement dit, dans l'expression de F_c , le terme $\frac{\mu_o}{K_{co}}$ peut être négligé.

Le calcul de $N(\text{CN})$, $N(\text{CH})$ et $N(\text{C}_2)$ en fonction de T a permis alors à Rosenfeld d'expliquer les faits observés, savoir :

1° Le raccordement continu de la branche R — N avec la branche principale, en K3 ;

2° L'intensité considérable des bandes de CN ;

3° L'intensité maximum des bandes de CN vers R8 ;

4° L'intensité maximum des bandes de CH vers R2 — R5 ;

5° L'évolution irrégulière des bandes de Swan (effet de magnitude absolue).

On peut en conclure que les variations d'intensité des bandes moléculaires dans les spectres stellaires peuvent être interprétées dans la théorie de l'équilibre de dissociation, en admettant une composition chimique des atmosphères stellaires, uniforme d'une part pour toutes les étoiles de la branche principale, d'autre part pour toutes les étoiles carbonées, les deux branches différant seulement par le rapport des abondances en oxygène et carbone. Cette différence de composition chimique, entre les deux branches K — S — M et K — R — N avait déjà été indiquée par Curtiss ⁽⁵⁰⁾.

Les travaux récents de O. Struve ⁽⁵⁸⁾ et de W. W. Morgan ⁽⁵⁹⁾ ont conduit à admettre des différences possibles de concentrations relatives en différents éléments, au sein des étoiles B, A et F. D'ailleurs les recherches de Miss C.H. Payne ⁽⁶⁰⁾ et de C.S. Beals ⁽⁶¹⁾ relatives aux étoiles de Wolf-Rayet ont conduit à considérer parmi ces astres, des abondances très différentes en carbone et en oxygène. Il semble vraisemblable que la subdivision en étoiles à oxygène abondant et à oxygène rare ⁽⁶²⁾ se manifestant surtout pour les types plus froids que K3 où elle cause la subdivision en deux branches R — N et K — S — M, existe dans toute la séquence spectrale sans donner lieu dans les étoiles intermédiaires B, A, F, G à des différences aussi appréciables dans le spectre, que dans les étoiles de Wolf-Rayet ou les étoiles froides.

Il serait intéressant de faire une étude statistique des atmosphères stellaires au point de vue de leur teneur en oxygène et en carbone ; il y aurait lieu aussi d'examiner si, parmi les étoiles froides, il en existe à concentration très faible en carbone ou, à la fois, en carbone et oxygène. Dans ce dernier cas, l'étoile aurait un spectre d'absorption purement atomique assez semblable à un type G5 — KO.

B. — *Les intensités relatives des différentes bandes de CN et C₂ dans les spectres des étoiles R et N.* — Dans un système de bandes d'absorption, l'intensité d'une bande de rotation résulte de deux facteurs :

- 1° Du nombre de molécules à l'état de vibration inférieur v'' ;
- 2° De la probabilité du passage de cet état inférieur v'' à l'état supérieur v' correspondant à la bande.

Dans une enceinte en équilibre thermique, la répartition des

molécules sur les différents niveaux de vibration est donnée par la formule de Maxwell-Boltzmann $e^{-\frac{E(v'')}{kT}}$, où $E(v'')$ est immédiatement déduite de la formule des raies origines des bandes. Quant aux probabilités des passages $(E', v') \leftarrow (E'', v'')$, elles s'obtiennent par la Mécanique Ondulatoire au moyen des fonctions d'onde dans l'état initial et dans l'état final. Le calcul des probabilités a été fait par E. Hutchisson ⁽⁵¹⁾ pour le cas des molécules symétriques et des oscillations harmoniques ; les résultats théoriques ont été confirmés expérimentalement.

On comprend immédiatement que si on peut comparer dans le spectre d'une étoile R ou N, les intensités des différentes bandes $v' \leftarrow v''$ observées, avec les valeurs théoriques calculées pour toute une gamme de températures, on pourra déterminer la température de l'atmosphère. A condition de prendre quelques précautions pour éviter les superpositions de raies atomiques, les conditions sont spécialement favorables pour les molécules C_2 et CN qui ont des têtes bien nettes et des groupes bien nets. En général, les mesures d'intensité dans les spectres de bandes sont difficiles ou même impossibles, parce que ces bandes sont larges et se superposent à un grand nombre de raies atomiques ou moléculaires ; au contraire, dans le cas de C_2 et CN, il y a au voisinage des têtes un grand nombre de raies d'intensités relativement élevées. Evidemment dans chaque groupe de bandes, on ne pourra jamais utiliser que les deux ou trois premières bandes de rotation, car les autres bandes du groupe sont superposées aux extrémités des branches des premières bandes et paraissent donc plus intenses qu'elles ne le doivent.

K. Wurm ⁽⁵²⁾ a fait l'application des formules d'Hutchisson aux molécules C_2 et CN. Comme ces formules ne sont applicables que pour des vibrations harmoniques, on ne pourra dans C_2 et CN, considérer que le cas où v' et v'' sont petits. D'ailleurs, Hutchisson n'a considéré que les molécules symétriques, ce qui n'est pas le cas pour CN ; heureusement les masses atomiques de C(12) et N(14) sont très voisines, de sorte qu'on aura quand même une approximation assez bonne. Remarquons d'ailleurs que, par mesure de prudence, Wurm a vérifié expérimentalement (au moyen de spectres de C_2 et CN d'excitation purement thermique) les résultats numériques tirés des formules d'Hutchisson.

Si ν est la fréquence de la raie origine de la bande $\nu' \leftarrow \nu''$, son intensité est

$$I = c^{10} \cdot \nu^4 \cdot J^2 \cdot e^{-\frac{E_{\nu'} - E_{\nu''}}{kT}}$$

avec

$$J = \int \psi'(r) \cdot \psi''(r) \cdot dr,$$

$\psi'(r)$ et $\psi''(r)$ étant les fonctions d'onde de Schrödinger pour les états (E', ν') et (E'', ν'') .

Wurm a effectué pour $T = 1000, 1500, 2000, 2500$ et 3000° tous les calculs des intensités relatives des différentes bandes des groupes suivants :

pour C_2 : groupes $\Delta\nu = -2$ ($-\lambda 6100$), -1 ($-\lambda 5550$),
 0 ($-\lambda 5100$), $+1$ ($-\lambda 4700$)
 et $+2$ ($-\lambda 4370$) ;

pour CN : groupes $\Delta\nu = -2$ ($-\lambda 4550$), -1 ($-\lambda 4200$),
 0 ($-\lambda 3870$) et $+1$ ($-\lambda 3385$)

Il y a malheureusement peu de documents stellaires permettant l'application des calculs de Wurm. Seules, certaines reproductions de spectres N ont pu donner des résultats certains et montrer que les classes NO — N3 ont une température d'environ 1500 à $1700^\circ K$.

La méthode indiquée par Wurm paraît très intéressante. Des mesures photométriques (même simplement moyennement précises) basées sur cette méthode permettraient de déterminer les températures des étoiles R et N à 100° près.

C. — L'isotope C_{13} du carbone dans les étoiles R et N.

Déjà d'anciens clichés pris par Shane en 1918 et Rufus en 1916 montraient à côté des têtes de bande intenses de $C_{12} C_{12}$, des têtes plus faibles. Les travaux faits depuis 1929 par King, Sanford, Menzel ont montré que ces bandes faibles sont dues aux molécules $C_{12} C_{13}$ et $C_{13} C_{13}$. Des recherches récentes de Roscoe F. Sanford (⁵³) ont apporté encore de nouvelles preuves de la présence de l'isotope C_{13} dans les étoiles R et N.

Quel est le rapport ρ des abondances en isotopes C_{12} et C_{13} ? D'après les travaux de laboratoire de King et Birge (⁵⁴), ρ serait de l'ordre de 400. Menzel, se basant sur les intensités dans les spectres stellaires, croit pouvoir déclarer que dans les étoiles R

et N, le rapport ρ est compris entre 3 et 5. Dans son mémoire récent, Sanford se rallie à l'opinion de Menzel et croit que, dans les étoiles, l'abondance en C_{13} par rapport à C_{12} est beaucoup plus grand que sur terre. Ce résultat paraîtrait évidemment plutôt étonnant ; jusqu'ici on n'a aucun signe indiquant que les proportions d'atomes isotopes puissent varier.

Wurm ⁽⁵⁵⁾ a repris récemment la question de la détermination de ρ dans les étoiles R et N ; il arrive à la conclusion que comme ordre de grandeur, la valeur de King et Birge est correcte (à un facteur 2 ou 3 près).

A notre avis, la question ne pourra être tranchée que le jour où des « mesures » photométriques précises seront faites ; dans la comparaison visuelle d'une bande forte et d'une faible sur un cliché spectral, les erreurs sont aisées.

V. — Le mémoire de H. N. Russell relatif aux molécules dans le Soleil et les étoiles (*)

Alors que la présente monographie se trouvait à l'impression, nous avons reçu du Professeur Henry Norris Russell, une épreuve d'un mémoire à paraître prochainement (**), relatif aux questions traitées ici. Ce travail d'une importance capitale avait été préparé avant les publications de L. Rosenfeld ; il conduit en gros à des résultats analogues et fournit d'ailleurs un nombre beaucoup plus grand d'applications. Nous donnerons un aperçu rapide du magnifique mémoire de H. N. Russell ; nous lui sommes extrêmement reconnaissant d'avoir bien voulu nous envoyer une copie, plusieurs mois avant la publication du travail.

Si, dans les grandes lignes, H. N. Russell suit une méthode analogue à celle de L. Rosenfeld, en revanche les hypothèses qu'il introduit relativement à la composition des atmosphères stellaires sont nettement différentes. Rosenfeld admet que la pression électronique est un tiers de la pression totale ; au contraire, pour H. N. Russell, la pression gazeuse est parfois mille fois plus grande que celle des électrons. Heureusement, comme l'avait déjà signalé Rosenfeld, les faits caractéristiques se pré-

(*) Ce chapitre a été ajouté pendant l'impression de la monographie.

(**) *Astrophysical Journal*, avril 1934, p. 317.

sentant dans la variation des nombres de molécules sont insensibles à des variations assez grandes de la composition de l'étoile. Nous y reviendrons à la fin de ce chapitre.

Russell montre d'abord toute l'analogie existant entre : d'une part, le problème de la dissociation des combinaisons de n espèces d'atomes deux à deux ; d'autre part, celui de l'ionisation de n espèces d'atomes. Pour traiter le problème de la dissociation de molécules, Russell fait donc les mêmes hypothèses simplificatrices que pour le cas de l'ionisation : il prend une température uniforme, égale à la température effective de la photosphère (suivant Pannekoek, 1926) ; d'autre part, la pression est supposée uniforme et égale à la moitié de celle qui règne à la base de l'atmosphère (suivant Milne, 1928). De plus, Russell montre qu'on peut appliquer au cas des composés moléculaires dans les atmosphères stellaires, les résultats qu'il a publiés en 1933 sur les formules d'opacité des atmosphères stellaires et les intensités des raies ⁽⁶³⁾ ; un résultat important de ce mémoire de 1933 consiste en ce que la quantité de matière « au-dessus de la photosphère » est sensiblement indépendante de T pour $T < 6500^\circ$, mais dépend assez fortement de la gravité de surface.

Russell examine les molécules suivantes :

H_2 , BH, CH, NH, OH, Mg H, Al H, Si H, Ca H, Cu II, Zn H ;

O_2 , BO, CO, NO, Al O, Si O, Ti O, Zr O ;

C_2 , CN, N_2 , Si F, Si N, Na_2 , HF ;

$H_2 O$, $C_2 N_2$, CO_2 .

Pour tous ces composés, Russell calcule (*) les $\log K$, au moyen d'une équation analogue à (2).

A. — *Cas du disque et des taches solaires.* — Dans ces deux cas, des déterminations d'abondance des différents atomes neutres et ionisés ont été faites respectivement par H. N. Russell et par Miss C. E. Moore (**). Connaissant les abondances de deux atomes A et B et le coefficient K_{AB} , il est aisé de déterminer l'abondance de la molécule AB.

(*) Remarquons que, contrairement à ce que fait L. Rosenfeld, Russell détermine le poids statistique d'un terme électronique moléculaire de la même façon que pour un atome [$G = \Sigma (2J + 1)$].

(**) La différence des concentrations atomiques sur le disque et dans les taches provient de la différence d'opacité et — surtout — d'ionisation.

On constate immédiatement que les hydrures sont les plus abondants, vérifiant ainsi la grande abondance en hydrogène. La molécule la plus abondante est H_2 ; mais elle ne peut se manifester astronomiquement comme il a été vu précédemment (*). OH est bien représenté ; les bandes correspondantes sont effectivement bien observées vers λ 3000 Å. Ti O et C_2 sont sensiblement en même nombre (*). Les bandes de BO et Si F permettent d'estimer l'abondance de B et F dans le Soleil, renseignement que l'étude des raies atomiques du spectre solaire ne peut fournir.

Lorsque l'on passe du disque aux taches, toutes les abondances moléculaires croissent ; l'accroissement est surtout élevé pour les composés métalliques pour lesquels on a à la fois une dissociation moindre et une forte diminution de l'ionisation de l'atome métallique ; pour les composés non métalliques, seule la variation de dissociation produit un effet appréciable.

Les résultats calculés par Russell rendent parfaitement compte, qualitativement, des observations.

D'une façon analogue, Russell étudie le cas des étoiles géantes et naines de températures différentes, pour lesquelles il applique maintenant ses résultats sur l'opacité.

B. — *Séquence K — M* (étoiles à oxygène). — Pour ces astres, Russell admet la même composition que pour le Soleil. Il établit d'autre part toute une série de formules (analogues à celles de Rosenfeld) tenant compte de la possibilité pour chaque élément A d'intervenir dans une série de combinaisons A_2 , AB, AC, ... (**); de plus, Russell tient compte — ce que Rosenfeld négligeait — de la possibilité pour chaque atome d'être ionisé. L'auteur résume alors ses résultats sous forme de diagrammes indiquant la variation du logarithme du nombre d'atomes A, B, ..., d'ions A^+ , B^+ , ... et de molécules A_2 , AB, ..., en fonction de la température ; ces diagrammes sont tracés pour une naine et pour une géante. On peut tirer de ces graphiques un ensemble de

(*) Les résultats de Russell relatifs à H_2 , AlH, TiO et C_2 (dans le Soleil) concordent parfaitement avec ceux que nous avons signalés précédemment et que nous avons obtenus indépendamment.

(**) Russell montre dans son exposé (au § 14) que même pour $T < 2500^\circ$, les composés plus compliqués (autres que H_2O et CO_2), par exemple HCN et C_2N_2 , n'ont aucune chance d'être observés, ni de modifier sensiblement l'intensité des bandes de CH, CN, ...

conclusions correspondant à des faits observés ; on peut, de plus, prévoir tout un ensemble de faits nouveaux intéressants, susceptibles d'être observés et c'est là un mérite très grand du mémoire de H. N. Russell ; ces faits nouveaux concernent les bandes de OH, de NH, de H₂ O, etc...

Les courbes donnent un excellent accord qualitatif avec les observations. A cause de l'influence de la molécule CO à liaison très solide, les bandes de CH et CN atteignent un maximum pour une classe spectrale déterminée ; les bandes de C₂ sont faibles et seulement observables à grande dispersion (Soleil). Les bandes de Ti O s'intensifient quand les autres décroissent (v. tableau VII).

TABLEAU VII

		Géantes	Naines
C ₂	Maximum	G 7	K 1
CH	»	G 7	K 2
CN	»	K 1	K 4
TiO	»	M 10 (?)	à partir de M3 (?)
TiO	égal à max. de CN	K 7	K 8
TiO	égal à max. de CH	K 6	K 8

Les effets de magnitude absolue sont, dans l'analyse détaillée de Russell, plus complexes que dans l'esquisse simplifiée de Rosenfeld. C'est ainsi que pour une température T aux environs de 3000-3500°, les bandes de Ti O sont plus intenses dans les naines que dans les géantes ; mais l'intensité maximum dans les géantes est toujours plus grande que dans les naines.

Russell interprète ainsi aisément le fait qu'aucune naine n'a été trouvée au delà de M5, alors que, dans la même classification basée sur l'intensité des bandes de Ti O, les géantes vont jusque M9. On peut expliquer de la même façon le fait que la différence d'indice de couleur entre une géante et une naine croisse de F5 à K et décroisse dans la classe M.

La comparaison du comportement de CH, CN et C₂ avec les observations ne peut être que grossièrement qualitative, étant donné l'imprécision actuelle des renseignements d'observations. Les bandes de CN sont sensibles à l'effet de magnitude absolue, alors que celles de CH le sont très peu.

D'après Russell, la classe S serait une branche latérale de la séquence des étoiles à oxygène ; selon lui, Zr doit nécessairement être anormalement abondant dans les étoiles S pour amener les bandes avec l'intensité observée.

Un cas étudié, spécialement intéressant est celui des étoiles M variables à longue période. Pour expliquer l'apparition des raies brillantes, Russell suggère que celles-ci pourraient résulter de la dissociation de molécules se trouvant dans un état électronique excité. Par exemple, les bandes bleu-vert de Mg II résultent d'une transition vers un état électronique qui se dissocie en un atome normal H(²S) et un atome excité Mg(³P). Si la dissociation se produit, Mg(³P) retombe à l'état normal et émet λ 4571, une des raies d'émission les plus caractéristiques. Le comportement apparemment capricieux des raies brillantes de Fe (apparition de certains multiplets alors que d'autres ne se présentent pas) pourrait résulter de phénomènes analogues ; mais on ne connaît pas encore les spectres des molécules où intervient l'atome Fe ou l'ion Fe⁺. Cette hypothèse émise par Russell nous paraît extrêmement intéressante ; il serait désirable que des recherches de laboratoire nous apportent des documents spectroscopiques sur les molécules diatomiques contenant du fer.

On a constaté, dans les spectres d'étoiles variables à longue période, des variations d'intensité de certaines raies atomiques (du Ti, par exemple), au minimum de lumière, alors que d'autres raies (de V, Al, K, par exemple), ne sont guère modifiées. Russell montre que ces observations peuvent s'expliquer par l'influence de la formation de molécules Ti O, VO, etc... ; dans le cas de Ti, la formation abondante de Ti O justifie la diminution d'intensité des raies atomiques ; pour V, Al, ..., la diminution de concentration atomique n'est pas forte. Le cas de Na peu intense dans les étoiles M6e - M8c n'est pas expliqué par la formation de Na O ou de Na H ; Russell pense que la diminution qu'on a cru observer pour les raies de Na résulte de la superposition des bandes de Ti O.

C. — *Séquence R-N* (étoiles carbonées). — Russell intervient les abondances admises pour C et O dans les étoiles K-M. Le tracé des diagrammes des nombres de molécules CH, CN, C₂, CO, Ti O, CO₂, H₂ O, etc., en fonction du type spectral, pour une

géante et pour une naine, donne un accord complet avec l'expérience, vérifiant donc complètement l'idée émise par R. H. Curtiss il y a près de vingt ans.

Une série de faits d'observation peuvent être expliqués, en admettant toutefois que l'abondance en azote puisse varier ; il faut bien remarquer aussi que, au fur et à mesure que le type spectral devient plus avancé, le fonds continu dans le violet va en diminuant fortement, de sorte que les bandes violettes de CN et CH disparaissent, alors que les bandes rouges de CN s'intensifient. Les molécules CN sont beaucoup plus abondantes dans les étoiles R-N que les molécules Ti O dans les étoiles M, ce qui est conforme à l'observation.

Russell considère aussi le cas où les concentrations en C et O sont égales (concentration de O dans le Soleil). Les bandes carbonées sont un peu plus faibles que dans les étoiles N typiques, tandis que Ti O est présent quoique moins abondant que dans les étoiles M. Russell montre combien la probabilité de trouver une étoile ayant une composition de cette espèce est faible.

Russell discute aussi la question des bandes de l'isotope 13 du carbone. Les bandes C_{13}^2 sont très faibles en laboratoire, alors qu'elles sont intenses dans les étoiles N. Russell rapproche ce fait de l'observation suivante : lorsqu'on passe du spectre du disque solaire à celui des taches, les raies les plus faibles de Ca, Ti, V, Cr, ..., sont intensifiées beaucoup plus fortement que les raies intenses de ces mêmes atomes. Un phénomène analogue pourrait se présenter pour C_{13}^2 . D'ailleurs on ne peut être sûr que les abondances relatives des différents isotopes soient dans toutes les étoiles, les mêmes que sur la Terre, et spécialement dans les étoiles N où les abondances relatives de C et O sont tout à fait exceptionnelles.

Comparaison avec les résultats de Rosenfeld. — Nous avons vu que les hypothèses de Russell diffèrent complètement de celles de Rosenfeld en ce qui concerne la composition de l'atmosphère stellaire. L'allure générale des résultats est cependant la même. Les valeurs absolues sont évidemment différentes. Les températures calculées par Rosenfeld et par Russell pour des degrés de dissociation analogues sont parfois assez différentes : ainsi le maximum de CN dans les géantes est pour Rosenfeld vers 2800°,

pour Russell vers 4000° . Le travail de Rosenfeld peut être considéré comme une première ébauche, celui de Russell comme une deuxième approximation... L'accord qualitatif des résultats des deux mémoires avec les observations montre en tout cas, comme le dit Russell, que « beaucoup de travail intéressant peut être fait dans ce domaine où l'Astronomie et la Chimie se superposent ».

Institut d'Astrophysique de l'Université de Liège.



Addendum. — Dans un important mémoire tout récent (*Publ. de l'Obs de Stockholm*, t. 11, n° 12, 1934), B. Lindblad et E. Stenqvist ont étudié la variation de l'absorption de CN dans les étoiles de type spectral avancé, en fonction du type spectral et de la magnitude absolue. Leur mémoire contient un grand nombre d'intéressants résultats d'observation, une discussion de l'effet le plus probable de magnitude absolue pour un « effet CN » mesuré. Le Prof. B. Lindblad est d'ailleurs un des premiers astrophysiciens qui aient compris l'intérêt tout particulier des spectres moléculaires en Astrophysique ; sa méthode de détermination des magnitudes absolues par l'examen de l'absorption des molécules CN date de 1922 et a suscité aux observatoires d'Upsala et de Stockholm une importante série de travaux de Schalén, Öhman, Petersson, etc...

Bibliographie

1. P. SWINGS, *Les bandes moléculaires dans les spectres stellaires* (*Act. Sc. et Ind.*, L).
2. F. BALDET, *La constitution des comètes* (*Act. Sc. et Ind.*, XVI).
3. K. WURM, *Zeitschr. für Astrophysik*, 5, 10, 1932.
4. N. T. BOBROVNIKOFF, *Publ. of the Lick Observatory*, 17, 304, 1931.
5. W. M. COHN, *Astrophysical Journal*, 76, 277, 1932.
6. R. WILDT, *Zeitschr. für Astrophysik*, 6, 345, 1933.
7. P. W. MERRILL, *Publ. Michigan*, 2, 70, 1916.
8. C. H. PAYNE and P. TEN BRUGGENCATE, *Harvard Bulletin*, n° 876, pp. 1-8.
9. K. WURM, *Zeitschr. für Astrophysik*, 5, 260, 1932.
10. C. E. ST JOHN, C. E. MOORE, L. M. WARE, E. F. ADAMS, H. D. BABCOCK, *Revision of Rowland's Preliminary Table of Solar Spectrum Wavelengths*.
11. C. E. MOORE, *Astrophysical Journal*, 75, 222 et 298, 1932.
12. R. S. RICHARDSON, *Astroph. Journal*, 73, 216, 1931; 77, 195, 1933.
13. R. W. SHAW, *Astroph. J.*, 76, 202, 1932.
14. JOHNSON and JENKINS, *Proc. Roy. Soc., A*, 116, 327, 1927.
15. H. N. RUSSELL and I. S. BOWEN, *Astroph. Journal*, 69, 196, 1929.
16. R. T. BIRGE, *Phys. Review*, 29, 59, 1927.
17. BENGTSSON und RYDBERG, *Zeitschr. für Physik*, 59, 540, 1929.
18. T. R. MERTON, *Phil. Trans. of R. Soc., London, A*, 222, 369, 1922.
19. G. PICCARDI, *Società Astronomica Italiana, Memorie*, 4, 379, 1929.
20. GALE, MONK and LEE, *Astroph. J.*, 67, 89, 1928.
21. MEGGERS and WHELEER, *Bureau Stand. Journ. Res.*, 6, 239, 1931.
22. R. M. PETRIE, *M. N. R. A. S.*, 90, 480, 1930.
23. E. A. MILNE, *M. N. R. A. S.*, 90, 487, 1930.
24. C. E. MOORE, voir 11.
25. R. W. SHAW, voir 13.
26. ST JOHN and NICHOLSON, *Contrib. from Mt. Wilson Obs.*, n° 249, 1922.
27. W. S. ADAMS and Th. DUNHAM jr., *Publ. Astr. Soc. Pacific*, 44, 243, 1932.
28. ADAMS and ST JOHN, *Astroph. J.*, 63, 133, 1926.
29. R. WILDT und MAYER, *Zeitschr. für Ap.*, 3, 354, 1931; WILDT, *ibid.*, 2, 161, 1931; WILDT, *Gött. Nachr.*, février 1932, n° 22; WILDT, *Naturw.*, 20, 851, 1932; MECKE, *Zeitschr. für Ap.*, 6, 144, 1933.
30. Th. DUNHAM jr., *Publ. Astr. Soc. Pacific*, 45, 42, 1933.
31. J. EROPKIN, *Naturwiss.*, mars 1933.
32. MC LEMAN, RUEDY and BURTON, *Proc. Roy. Soc. London*, 120, 296, 1928.
33. C. T. ELVEY and A. S. FAIRLEY, *Astroph. J.*, 5, 373, 1932.
34. B. LYOT, *Annales de l'Observatoire de Meudon*, 1929.
35. SLIPHER, *Bull. Lowell Obs.*, 1905 et 1909 (n° 42), *Popular Astr.*, 37, 138, 1929 et *Pasadena Meeting of the Amer. Astr. Ass.*, 1931.
36. L. ROSENFELD and Y. CAMBRESIER, *The Dissociation of Molecules in the Atmospheres of the Stars of the Main Sequence* (*M. N. R. A. S.*, octobre 1933).
37. R. WILDT, *Zeitschr. für Ph.*, 54, 856, 1929; P. SWINGS, *M. N. R. A. S.*,

- 92, 140, 1931 ; P. SWINGS and O. STRUVE, *Phys. Review.*, 39, 142, 1932 ; P. SWINGS, *Bull. Soc. R. Sc. Liège*, 1, 77, 1932 ; P. SWINGS, Monographie L de cette collection.
38. MILNE and CHANDRASEKHAR, *M. N. R. A. S.*, 92, 150, 1932.
39. R. H. CURTISS, *Handbuch der Astrophysik*, V, 1, 89, 1932 ; C. H. PAYNE, *Stars of High Luminosity*, p. 230, 1930.
40. N. T. BOBROVNIKOFF, *Astroph. Journal*, 77, 345, 1933.
41. P. SWINGS, *Bull. Ac. R. Belg., Cl. Sc.*, octobre 1933.
42. P. SWINGS, *Bull. Ac. R. Belg., Cl. Sc.*, octobre 1933.
43. H. N. RUSSELL, *Astroph. J.*, 70, 11, 1929.
44. W. C. RUFUS, *Publ. Obs. Michigan*, 3, 258, 1923.
45. P. SWINGS and O. STRUVE, référence 37 (3) ; P. SWINGS, références 37 (2 et 4).
46. P. W. MERRILL and CORA G. BURWELL, *Astroph. J.*, 78, 100, 1933.
47. P. W. MERRILL, *Astroph. J.* 77, 44, 1933.
48. P. SWINGS, *Bull. A. R. Belg., Cl. Sc.*, octobre 1933.
49. L. ROSENFELD, *The Dissociation of Molecules in the Atmospheres of the Carbon Stars* (*M. N. R. A. S.*, octobre 1933).
50. R. H. CURTISS, référence 39 (1) et *Publ. of the Obs. of Univ. of Mich.*, 1916.
51. E. HUTCHISSON, *Phys. Review*, 36, 410, 1930.
52. K. WURM, référence 9.
53. R. F. SANFORD, *Publ. of Astr. Soc. Pacific*, 44, 246, 1932.
54. KING and BIRGE, *Astroph. J.*, 72, 19, 1931.
55. K. WURM, référence 9.
56. R. S. RICHARDSON, *Ap J.*, 78, 354, numéro de décembre 1933.
57. P. SWINGS, *Bull. Ac. R. Belg., Cl. Sc.*, février 1934.
58. O. STRUVE, *Ap. J.*, 78, 73, 1933 ; O. STRUVE and Th. DUNHAM jr., *ibid.*, 77, 321, 1933 ; STRUVE, *ibid.*, 74, 225, 1931.
59. W. W. MORGAN, *Ap. J.*, 77, 1933, plusieurs notes.
60. C. H. PAYNE, *Zeitschr. für Astrophysik*, 7, 1, 1933.
61. C. S. BEALS, *Publ. Astr. Soc. Pacific*, 45, 208, 1933.
62. P. SWINGS, *Bull. Ac. R. Belg., Cl. Sc.*, février 1934.
63. H. N. RUSSELL, *Ap. J.*, 78, 239 297, 1933

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION	3
I. — Les bandes moléculaires dans les spectres du disque et des taches solaires	7
II. — Les bandes moléculaires dans les spectres des planètes	11
III. — Les bandes moléculaires dans les étoiles de la branche prin- cipale (classes F, G, K, S, M)	15
IV. — Les étoiles carbonées	31
V. — Le mémoire de H. N. Russell relatif aux molécules dans le soleil et les étoiles	35
BIBLIOGRAPHIE	43

LIBRAIRIE SCIENTIFIQUE HERMANN ET C^{ie}

6, rue de la Sorbonne, Paris V^e

Actualités Scientifiques et Industrielles

Série 1932 (suite)

XLVIII. CH. FRAIPONT. Adaptations et mutations. Position du problème	6 fr.
XLIX. HANS REICHENBACH. La philosophie scientifique ; vues nouvelles sur ses buts et ses méthodes	10 fr.
L. P. SWINGS. Les bandes moléculaires dans les spectres stellaires	7 fr.
LI. H. BRASSEUR. Structure et propriétés optiques des carbonates	7 fr.

Série 1933 :

52. G. URBIN. La coordination des atomes dans la molécule et la symbolique chimique. Première partie	12 fr.
53. G. URBAIN. La coordination des atomes dans la molécule et la symbolique chimique. Deuxième partie	12 fr.
54. M. CHATELET. Spectres d'absorption visibles et ultra-violet des solutions	7 fr.
55. L. LEPRINCE-RINGUET. Les transmutations artificielles : particules alpha, neutrons, protons, rayons cosmiques	15 fr.
56. E. NÉCULCÉA. Sur la théorie du rayonnement	7 fr.
57. G. FOURNIER et M. GUILLLOT. Sur l'absorption exponentielle des rayons β du radium E	10 fr.
58. JEAN PERRIN. La recherche scientifique	6 fr.
59. L. BRILLOUIN. La diffraction de la lumière par des ultra sons	10 fr.
60. A. MAGNAN et A. SAINTE-LAGUE. Le vol au point fixe	10 fr.
61. M. PRETTRE. L'inflammation et la combustion explosive en milieu gazeux. 1 ^{re} partie : Hydrogène et oxyde de carbone	15 fr.
62. M ^{me} P. CURIE. Les rayons α , β , λ , des corps radioactifs en relation avec la structure nucléaire	12 fr.
63. H. MINEUR. L'Univers en expansion	12 fr.
64. T. CAHN. Les phénomènes biologiques dans le cadre des sciences exactes	6 fr.
65. A. MAGNAN et A. PLANIOL. Sur l'excédent de puissance des oiseaux	8 fr.
66. A. MAGNAN et A. PLANIOL. Sur l'excédent de puissance des insectes	8 fr.
67. J. TRILLAT. Organisation et principes de l'enseignement en U. R. S. S.	12 fr.
68. E. MEYERSON. Réel et déterminisme dans la physique quantique	10 fr.
69. P. URBAIN. Les sciences géologiques et la notion d'état colloïdal	18 fr.
70. L. GOLDSTEIN. Les théorèmes de conservation dans la théorie des chocs électro- troniques	9 fr.
71. L. BRILLOUIN. La méthode du champ self-consistant	12 fr.
72. E. CARTAN. Les espaces métriques fondés sur la notion d'air	12 fr.
73. P. SWINGS. Molécules diatomiques. Etude des termes spectraux	12 fr.
74. P. SWINGS. Spectres moléculaires. Etude des molécules diatomiques	14 fr.
75. G. CHAMPETIER. La structure de la cellulose dans ses rapports avec la constitution des sucres	8 fr.
76. RUDOLF CARNAP. L'ancienne et la nouvelle logique	8 fr.
77. LUCIEN GODEAUX. Questions non résolues de géométrie algébrique	8 fr.
78. VERA DANTCHAKOFF. Le devenir du sexe	15 fr.

Série 1934 :

79. E. CARTAN. Les espaces de Finsler	12 fr.
80. P. DELENS. La métrique angulaire des espaces de Finsler et la géométrie différentielle projective	12 fr.
81. E. DUBOIS. L'effet Volta	6 fr.
82. M. A. H. WILSON. The electrical properties of semi conductors and insulators	4 fr.
83. E. KEIGHTLEY-RIDEAL. On phase boundary potentials	4 fr.
84. O. SCARPA. Pile metalliche che funzionano in eccezione alla legge delle tensioni elettriche nei circuiti metallici	6 fr.
85. M. VOLMER. Das elektrolytische Kristallwachstum	4 fr.
86. F. BLOCH. Les électrons dans les métaux. Problèmes statiques. Magnétisme	5 fr.
87. A. F. JOFFÉ. Conductibilité électrique des isolants solides et des semi-conducteurs	10 fr.
88. L. BRILLOUIN. Les électrons dans les métaux du point de vue ondulatoire	9 fr.
89. L. BRILLOUIN. Conductibilité électrique et thermique des métaux	18 fr.
90. J. HEYROVSKY. A polarographic study of the electro-kinetic phenomena of adsorption, electro-reduction and overpotential displayed at the dropping mercury cathode	12 fr.
91. R. AUDUBERT. Phénomènes photoélectrochimiques. Action de la lumière sur le potentiel métal-solution	8 fr.
92. GILLET et N. ANDRAULT DE LANGERON. Les colloïdes et la couche de passage	10 fr.
93. P. DUTOIT. Sur le potentiel métal-solution dans les dissolvants autres que l'eau	4 fr.

Actualités Scientifiques et Industrielles

Série 1934 (suite):

94. G. BROOKS. Laque d'Indochine rhus succedanea, la Laccase et le Laccol	18 fr.
95. G. TEISSIER. Dysharmonies et discontinuités dans la croissance	10 fr.
96. V. A. KOSTITZIN. Symbiose parasitisme et évolution (étude mathématique)	15 fr.
97. P. FRANK. Théorie de la connaissance et physique moderne	10 fr.
98. P. SWINGS. La fluorescence des molécules diatomiques, molécules homopolaires des groupes V, VI, VII, du tableau périodique	10 fr.
99. P. SWINGS. La fluorescence des molécules diatomiques, phénomènes complexes	10 fr.
100. M. DUBUISSON. Polarisation et dépolarisation cellulaires	12 fr.
101. PÉREZ. Les pagures ou Bernard L'ermite (un exemple d'adaptation)	9 fr.
102. FLORKIN. Transporteurs d'oxygène	12 fr.
103. M. PRENANT. Adaptation, écologie et biocénétique	15 fr.
104. S. VEIL. Les phénomènes périodiques de la chimie. 1. Les périodicités de structure	15 fr.
105. M. PRETTRE. L'inflammation et la combustion explosive en milieu gazeux. 2 ^e partie : les Hydrocarbures, étude théorique du phénomène de choc dans les moteurs	15 fr.
106. G. BOHN. La cellule et les protozoaires	18 fr.
107. J. ULLMO. Les idées d'Eddington sur l'interaction électrique et le nombre 137	7 fr.
108. N. MARINESCO. Equilibre de membrane	15 fr.
109. H. HASSE. Ueber gewisse Ideale in einer einfachen Algebra	4 fr.
110. J.-J. TRILLAT. Les preuves expérimentales de la mécanique ondulatoire, la diffraction des électrons et des particules matérielles	12 fr.
111. G. ALLARD. Mécanique quantique et chimie	8 fr.
112. SIR A. EDDINGTON. Sur le problème du déterminisme	6 fr.
113. T. CAHN et J. HOUGET. Biochimie de la contraction musculaire	12 fr.
114. J. DIEUDONNÉ. Sur quelques propriétés des polynômes	6 fr.
115. H. MINEUR. Histoire de l'astronomie stellaire jusqu'à l'époque contemporaine	15 fr.
116. H. MINEUR. Eléments de statistique mathématique applicables à l'étude de l'astronomie stellaire	12 fr.
117. L. GAY et P. JAULMES. Dissociation électrolytique, méthode distillatoire	10 fr.
118. L. GAY et P. JAULMES. Dissociation électrolytique, cryoscopie des électrolytes forts	15 fr.
119. V. DANTCHAKOFF. La cellule germinale dans le dynamisme de l'ontogénèse	18 fr.
120. G. BOHN. Reproduction, sexualité, hérédité	15 fr.
121. E. DARMOIS. Un nouveau corps simple, le deuterium ou hydrogène lourd	7 fr.
122. G. MALFITANO et M. CATOIRE. Les composés micellaires selon la notion de complexité croissante en chimie	9 fr.
123. L. GODEAUX. Les surfaces algébriques non rationnelles de genres arithmétique et géométrique nuls	10 fr.
124. J. DUCLAUX. L'analyse physico-chimique des fonctions vitales (Introduction du <i>Traité de Chimie-Physique</i> , tome I)	6 fr.
125. J. DUCLAUX. Etude de l'eau et des solutions, azéotropisme-démixtion (chapitre I du <i>Traité de Chimie-Physique</i> , tome I)	17 fr.
126. J. DUCLAUX. Viscosité (chapitre II du <i>Traité de Chimie-Physique</i> , tome I)	18 fr.
127. J. DUCLAUX. Rigidité thixotropie, coacervation (chapitre III du <i>Traité de Chimie-Physique</i> , tome I)	10 fr.
128. J. DUCLAUX. Capillarité (chapitre IV du <i>Traité de Chimie-Physique</i> , tome I)	12 fr.
129. J. DUCLAUX. Suspensions, émulsions (chapitre V du <i>Traité de Chimie-Physique</i> , tome I)	12 fr.
130. CARL BENEDICKS. Nouveaux résultats expérimentaux sur l'effet électrothermique homogène	8 fr.
131. LOTHAR NORDHEIM. Die Theorie der thermoelektrischen Effekte	6 fr.
132. P. LANGEVIN. La notion de corpuscules et d'atomes	12 fr.
133. G. BOHN. Les Invertébrés (Cœlentérés et Vers)	15 fr.
134. P. CHOUARD. La multiplication végétative et le bourgeonnement chez les plantes vasculaires	10 fr.
135. Z. M. BACQ. Essai de Classification des Substances Sympathicomimétiques	8 fr.
136. Z. M. BACQ. Hormones et Vitamines. Un aspect du problème des quantités infinitésimales en biologie	8 fr.
137. EDGAR LEDERER. Les Caroténoïdes des plantes	18 fr.
138. LUCIEN GODEAUX. La Théorie des surfaces et l'espace réglé	12 fr.
139. MARCEL BRELOT. Etude des fonctions sousharmoniques au voisinage d'un point	14 fr.
140. J. L. DESTOUCHES. Les principes de la mécanique générale	15 fr.
141. H. MINEUR. Photographie stellaire. Mesure photographique des positions et des magnitudes des étoiles	18 fr.
142. RENÉ SOUEGES. L'embryologie végétale, résumé historique, 1 ^{re} époque : Des origines à Hanstein (1870)	12 fr.